PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 17/18 — 1. und 15. September 1940 — Redaktionsschluß für Nr. 20 am 2. Oktober 1940 — 41. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

A. Scheibe und U. Adelsberger, Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich 10 h 50 min für Juli 1940. S. 397.

A. Scheibe und U. Adelsberger, Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich 10 h 50 min für August 1940. S. 397.

R. Jaeger, Die Bleiäquivalenz von Thallium gegenüber Röntgenstrahlen. S. 398.

H. Scheffers, Zur Polarisierbarkeit des Wasserstoffatoms. S. 399.

F. Göttlicher und W.-W. Dittrich, Neuere Messungen über den Luftdruck- und Temperatureffekt der Höhenstrahlen. S. 402.

O. v. Schmidt und A. Kling, Zur akustischen Brechung und Totalreflexion. Mit Tafel XII—XIV. S. 407.

K. Rawer, Eine Vakuumfunkenstrecke mit rascher Funkenfolge. S. 410.

E. Estel, Zähigkeit von Äthylenglykol. S. 413.

F. Trey, Nebelbildung bei Wärmeentzug durch Wärmeleitung. S. 415.

J. Zahradníček-R. Nespor, Negative Charakteristik der Pfeifenzunge. Mit Tafel XV. S. 419.

A. Wenzl, Das Äquivalenzprinzip der allgemeinen Relativitätstheorie. S. 421.

K. Sapper, Das Äquivalenzprinzip der allgemeinen Relativitätstheorie. S. 422.

Besprechungen. S. 420—428.

Nachrichten. S. 428.

Gesuche. S. 428.

ABHANDLUNGEN

Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich 10 h 50 min.

Die Zahlen der Spalte 2 geben an, um wieviel in 10^{-9} des Wertes der Betrag der ausgestrahlten Frequenz vom Sollwert 1000,000000 Hz abweicht. Die Abweichung wurde mittels der Quarzuhren der Reichsanstalt bestimmt.

1	2	1	2	1	2	1	2
Tag	1940 Juli	Tag	1940 Juli	Tag	1940 August	Tag	1940 August
1.	−17	17.	−9	1.	+8	17.	−8
2.	−19	18.	+1	2.	+2	18.	—
3.	−18	19.	−2	3.	−1	19.	+6
4.	−24	20.	+4	4.	—	20.	−8
5.	−19	21.	—	5.	+8	21.	−3
6.	−13	22.	+5	6.	+3	22.	+6
7.	—	23.	+5	7.	0	23.	−7
8.	−14	24.	−1	8.	−6	24.	−9
9.	−13	25.	−3	9.	−5	25.	—
10.	−8	26.	+6	10.	−6	26.	−3
11.	−16	27.	−[1]	11.	—	27.	−2
12.	−17	28.	—	12.	+5	28.	−5
13.	−2	29.	0	13.	−1	29.	+5
14.	—	30.	−3	14.	−7	30.	−9
15.	−99	31.	−2	15.	−4	31.	0
16.	+5			16.	−6		

1) Aussendung ausgefallen.

Berlin-Charlottenburg, den 7. August und 3. September 1940.

Physikalisch-Technische Reichsanstalt, Abteilung II.

Im Auftrage:
A. Scheibe, U. Adelsberger.

Die Bleiäquivalenz von Thallium gegenüber Röntgenstrahlen

Von R. Jaeger

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

Auf den Antrag von Herrn Dr. W. Franke, Frankfurt a. M.[1]), wurden von ihm eingesandte Thalliumbleche einer Prüfung auf ihre Bleiäquivalenz gegenüber Röntgenstrahlen unterzogen. Da die dabei gefundenen Werte für Anwendungen in der Röntgentechnik von Interesse sein können, werden sie auf Anregung von Herrn Dr. Franke im folgenden veröffentlicht.

Die eingesandte Probe hatte eine Stärke von 4 mm. Sie war bezeichnet als garantiert 99,9prozentig und hatte ein spezifisches Gewicht von 11,85. Um auch Messungen mit geringeren Dicken als 4 mm ausführen zu können, wurden Bleche in den Stärken von 2 mm, 1 mm, 0,5 mm und 0,35 mm durch Hämmern hergestellt. Bei der großen Plastizität des metallischen Thalliums ließ sich das leicht ausführen[2]).

Die Thalliumbleche wurden zur Messung der Strahlenschwächung in den Gang eines eng ausgeblendeten Röntgenstrahlenbündels von etwa 4 mm Durchmesser gebracht. Die Intensität des durch das Thalliumblech geschwächten Strahlenbündels wurde mit Hilfe einer empfindlichen Ionisationsmethode gemessen. Darauf wurden Bleifolien verschiedener Dicke an die Stelle des Thalliums gebracht und diejenigen Bleidicken ermittelt, welche die Röntgenstrahlen in dem gleichen Maße schwächten wie das Thallium. Bei stärker streuenden Substanzen stellen die so gefundenen Zahlen eine obere Grenze für die Schutzwirkung dar, da eine etwa von dem Schutzstoff ausgehende Streustrahlung infolge der engen Ausblendung nicht mit gemessen wird. Bei Thallium werden jedoch die auf Blei bezogenen Schwächungswerte zwischen kleinen und großen Feldern kaum Unterschiede aufweisen.

Die Messungen wurden an einem Stabilivoltapparat bei folgenden Strahlenqualitäten ausgeführt:

Zahlentafel I

Spannung in kV[3])	Filter in mm	Halbwertschicht in mm *Cu*
120	5 *Al*	0,25
170	0,2 *Cu* + 1 *Al*	1,54
180	2,5 *Cu* + 1 *Al*	1,85

1) Dr. W. Franke, Frankfurt a. M., Gärtnerweg 41.

2) Dadurch auftretende Änderungen des spezifischen Gewichts mußten hier in Kauf genommen werden. Bei den Messungen wurden die Zahlen von verschiedenen Stellen des gleichen Bleches gemittelt.

3) Gemessen mit Kugelfunkenstrecke, Durchmesser 25 cm.

Aus der folgenden Zahlentafel II sind für die drei Strahlenqualitäten diejenigen Thalliumdicken zu ersehen, die die gleiche Röntgenschwächung ergeben, wie die in der ersten Spalte genannten Bleistärken.

Zahlentafel II

mm Blei	Halbwertschicht 0,25	1,54	1,85 mm Kupfer
0,35	0,35	0,35	0,35 mm Thallium
0,50	0,50	0,50	0,50 „ „
1,0	1,0	1,0	1,0 „ „
2,0	1,5	1,8	1,9 „ „
3,0	1,8	2,6	2,7 „ „

Reduziert man alle Zahlen auf 1 mm Blei, so ergeben sich folgende Werte:

Zahlentafel III

bei einer Bleidicke (mm) von	1 mm Blei entsprechen und 0,25	und 1,54	und 1,85 mm Kupfer-HWS
0,35	1,0	1,0	1,0 mm Thallium
0,50	1,0	1,0	1,0 „ „
1,0	1,0	1,0	1,0 „ „
2,0	0,75	0,90	0,95 „ „
3,0	0,60	0,87	0,90 „ „

Die Bedeutung der Zahlen ist folgende:

Wie bei der weichsten Strahlung von 0,25 mm Kupfer-HWS am deutlichsten zum Ausdruck kommt, ist die Schwächung von Thallium gegenüber Blei um so größer, je größer die verwendeten Dicken sind, das heißt, je stärker das Bremsspektrum homogenisiert ist. Bei der härtesten Strahlenqualität von 1,85 mm Kupfer-HWS ist dieses Verhalten nur noch schwach ausgeprägt. Die Erklärung ergibt sich, wenn man den Verlauf des Schwächungskoeffizienten von Blei und Thallium in Abhängigkeit von der Wellenlänge betrachtet. Die *K*-Absorptionskante von Blei liegt bei rund 141 XE, die von Thallium bei 145 XE. Die weichste Strahlenqualität von 0,25 mm Halbwertschicht wurde gemäß Zahlentafel I mit einer Spannung von 120 kV hergestellt. Die Grenzwellenlänge des dabei auftretenden Bremsspektrums liegt nach dem Duane-Huntschen Gesetz bei $\lambda_{min} = 0{,}103$ ÅE. Die kurzwellige Grenze ist also schon kürzer als die *K*-Absorptionskante. Das Strahlenbündel enthält also auch Strahlenkomponenten, für die der Schwächungskoeffizient von Thallium sehr viel größer ist als der von Blei.

Während diese Komponenten bei ungefilterter Strahlung infolge des großen langwelligen Anteils der Strahlung wenig ausmachen, müssen sie bei fortschreitender Homogenisierung mehr

und mehr in Erscheinung treten. Liegt die mittlere Wellenlänge des benutzten Strahlengemisches jedoch sowieso schon bei kürzeren Wellenlängen, so daß der Anteil des Absorptionssprunges bei den weichsten Strahlenkomponenten liegt, so wird die stärkere Filterung den Einfluß des Absorptionssprunges nur wenig oder gar nicht vergrößern können.

Zusammenfassung

Von Herrn Dr. W. Franke, Frankfurt a. M., eingesandte Thalliumbleche wurden mit Röntgenstrahlen bei den Kupferhalbwertschichten 0,25, 1,54 und 1,85 mm auf ihre Bleiäquivalenz untersucht. Bei der weichsten Strahlenqualität steigt der Schutzwert des Thalliums gegenüber Blei mit steigender Homogenisierung. Diese Abhängigkeit der Bleiäquivalenz ist bei den harten Strahlengemischen weniger ausgeprägt. Sie erklärt sich aus der gegenseitigen Lage der K-Absorptionskanten von Thallium und Blei.

Berlin-Charlottenburg, den 11. Juli 1940.

(Eingegangen 19. August 1940)

Zur Polarisierbarkeit des Wasserstoffatoms

Von H. Scheffers

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

Im Jahre 1936 hat der Verfasser zusammen mit J. Stark eine Untersuchung über den Einfluß starker elektrischer Felder auf Wasserstoffatome im Atomstrahlversuch veröffentlicht[1]). Bei den dort geschilderten Versuchen wurden die Atome aus den Molekülen in einem wassergekühlten Woodschen Entladungsrohr erzeugt und passierten nach Durchlaufen eines etwa 15 cm langen wassergekühlten Verbindungsrohres einen Glasspalt von etwa 4 mm Länge und $^4/_{100}$ mm Breite; der durch diesen und einen zweiten Spalt bestimmte Atomstrahl lief achsenparallel durch das Feld eines Zylinderkondensators, dessen Inhomogenität die ablenkende Kraft lieferte[2]).

Die in Richtung des Feldgradienten $\frac{d\mathfrak{E}}{ds}$ erfolgende Ablenkung zeigte, daß die Wasserstoffatome im Grundzustand im Felde $\mathfrak{E}$ induzierte elektrische Momente $\mathfrak{m} = \alpha \cdot \mathfrak{E}$ haben, und die Integration der Bewegungsgleichung liefert für die Ablenkung s_α der Atome mit der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit die Formel

$$s_\alpha = \frac{\alpha \cdot \mathfrak{E}}{4kT} \cdot \frac{d\mathfrak{E}}{ds} l_1^2 \left(1 + \frac{2l_2}{l_1}\right) \qquad (1)$$

(l_1 Weg im Felde, l_2 Weg vom Feldende bis zur Auffangstelle, T abs. Temperatur der Atome im Glasspalt, k Boltzmannkonstante). s_α wurde aus dem Ablenkungsbild unter Berücksichtigung der Geschwindigkeitsverteilung gewonnen, und auch die übrigen Größen konnten mit Ausnahme von T gemessen werden. Wurde für T Zimmertemperatur (≈ 300) angenommen, so ergab sich für die Polarisierbarkeit α der Wert

$$\alpha = (3 \pm 1) \cdot 10^{-25}\,[\mathrm{cm}^3]\,, \qquad (2)$$

wobei die verhältnismäßig große maximale Unsicherheit durch die Kleinheit der Ablenkung bedingt war.

Die direkte Messung der Spalttemperatur, die bei anderen Atomstrahlversuchen immer geschah, war hier unmöglich wegen der bekannten, starken katalytischen Rückbildung zu molekularem Wasserstoff, die unter erheblicher Wärmeentwicklung an allen Metallen, also auch z. B. an einem Thermoelement, stattfindet. Für den Glasspalt Zimmertemperatur anzunehmen, schien aber erstens nach Wredes Vorgang gerechtfertigt[1]), weil dieser mit derselben Annahme bei ganz ähnlichen Versuchsbedingungen für die Strahlerzeugung — es fehlten nur die Wasserkühlungen — den richtigen Wert des Bohrschen Magnetons für Wasserstoffatome erhielt. Zweitens hat hinter dem Glasspalt der Wasserstoff einen Druck von etwa 0,2 mm, so daß ein völliger Temperaturausgleich mit der Wandung zu erwarten war, wie auch durch besondere direkte Messung mit einem Einschlußthermometer festgestellt wurde[2]).

Indessen findet sich schon in der eingangs erwähnten Arbeit der Satz: „Aber selbst unsere in mühsamer Arbeit hergestellten, fast idealen Spalte lieferten nicht die theoretische Intensität; denn nun dürften die Spalträndern eine katalytische Wirkung ausüben, wie dies von scharfen Glasrändern bekannt ist.“ Weil diese Wirkung von einer erheblichen, natürlich nur lokalen Wärmeentwicklung begleitet sein kann, erschien doch eine Prüfung der Spalttemperatur notwendig, die, durch äußere Umstände verzögert, erst jetzt auf folgendem Wege geschah.

Wieder wurden Glasspalte der beschriebenen Art hergestellt, aber diesmal nicht aus Duranglas (Erweichungstemperatur etwa 750° C), sondern

1) H. Scheffers und J. Stark, Physik. Zeitschrift **37**, 217, 1936.
2) l. c., Abb. 1.

1) E. Wrede, Zeitschr. f. Phys. **41**, 569, 1927.
2) H. Scheffers, Physik. Zeitschr. **40**, 1, 1939.

aus Gundelach-Geräteglas (Erweichungstemperatur etwa 600° C) und Osram M-Glas (Erweichungstemperatur etwa 500° C)[1]), und unter ihrer Verwendung die frühere Apparatur wieder in Betrieb genommen; an Stelle des zweiten Spaltes trat ein Glasfenster, durch das mit einem Fernrohr der Glasspalt während des Versuchs beobachtet wurde. Während auch bei mehrstündigem Betrieb der Spalt aus Gundelach-Glas keine Beeinflussung zeigte, erschien bei dem Osram M-Glas nach einiger Zeit eine deutliche graubraune und beständige Verfärbung der Spaltränder. Ferner wurden kleine Stücke aus beiden Gläsern in einer Wasserstoffflamme erhitzt, wobei eingeschlossene Thermoelemente die Temperatur anzeigten. Es zeigte sich, daß das Gundelach-Glas bei etwa 600° C weich wurde, während sich das ursprünglich klare M-Glas bei etwa 500° C in der beschriebenen Weise verfärbte und kurz darauf weich wurde. Die Verfärbung ist darauf zurückzuführen, daß das in dem M-Glas enthaltene Bleioxyd bei genügend hoher Temperatur reduziert wird. Aus diesen Versuchen geht hervor, daß die Spaltränder im Atomstrahlversuch eine Temperatur von etwa 500° C gehabt haben müssen, die nur durch ihre katalytische Wirkung entstanden sein kann. Man kann nun diese Temperatur nicht ohne weiteres den ausströmenden Atomen zuschreiben, weil sie hinter dem Glasspalt eine freie Weglänge größer als die Spaltbreite haben und eine so hohe Temperatur schon in der nächsten Umgebung des Spaltrandes nicht mehr vorhanden ist. Vielmehr kann man nur so viel sagen, daß die kinetische Energie der ausströmenden Wasserstoffatome einer Temperatur entspricht, die einerseits erheblich über Zimmertemperatur und andererseits erheblich unter 500° C liegt.

Wenn man nun als rohen Mittelwert dafür etwa 300° C setzt, so wird diese Annahme gestützt durch folgenden weiteren Versuch. Der Glasspalt wurde entfernt, das ihn tragende Verbindungsrohr etwas verlängert und am Ende mit einer gut drosselbaren Pumpleitung versehen, durch die so schwach abgepumpt wurde, daß die Strömungsgeschwindigkeit des Wasserstoffs ebenso groß war wie vorher durch den Spalt. (Dies war leicht kontrollierbar dadurch, daß das Entladungsrohr unter sonst gleichen Bedingungen dieselbe Entladungsart wie vorher hatte.) An die Stelle des Spalts aber wurde ein Glasprisma mit scharfer Kante gesetzt, das so klein war, daß in seinem Innern dicht unterhalb der Kante gerade noch die Lötstelle eines Thermoelementes Platz hatte. An die Unterseite des Prismas war ein dünnes kleines Glasröhrchen angeschmolzen, durch das die Drähte des Thermoelementes nach außen geführt wurden. Kurze Zeit nach Inbetriebnahme der Apparatur zeigte das Millivoltmeter des Thermoelementes eine Temperatur von etwa 200° C an, die sich dann auch bei mehrstündigem Betrieb nicht mehr merklich änderte; wurde die Spannung des Entladungsrohres abgeschaltet, so sank die Temperatur wieder auf Zimmertemperatur.

Hier gab nun das Thermoelement wohl die für die Atome maßgebliche mittlere Temperatur in der nächsten Umgebung des Spaltrandes an. Trotzdem muß sie in den eigentlichen Wasserstoffversuchen noch etwas höher gewesen sein, weil die von dem Prisma bzw. Spalt angenommene Temperatur natürlich auch abhängt von der Wärmeableitung, die im Falle des Glasspalts wegen dessen dünn geschliffener Vorderwand merklich geringer ist als im Falle des Prismas.

Somit ergibt sich, daß in den Wasserstoffversuchen für die Temperatur nicht wie früher Zimmertemperatur, sondern etwa 300° C mit einem Fehler von etwa ± 100° anzunehmen ist, d. h. es ist $T = 600°$. Die ungefähr 20prozentige Unsicherheit ist insofern unbedenklich, als ja die Messungen sowieso mit einer Unsicherheit von etwa 30 Proz. behaftet waren. Vgl. Gleichung (2). Aus Gleichung (1) folgt, daß mit Annahme der neuen Temperatur der frühere Wert von α übergeht in den endgültigen Wert

$$\alpha = (6 \pm 2) \cdot 10^{-25}\,[\mathrm{cm}^3]\,, \qquad (3)$$

zu dessen Bestimmung also alle Größen als gemessen anzusehen sind.

Der hiermit gefundene Wert ist vereinbar mit dem aus der Wellenmechanik folgenden Wert[1]) $\alpha = 6{,}63 \cdot 10^{-25}\,[\mathrm{cm}^3]$, obwohl er natürlich wegen seiner (maximalen) Fehlergrenze nicht als exakte Bestätigung der entsprechenden Formel (Theorie des quadratischen Starkeffekts) angesehen werden kann. Er entscheidet aber definitiv gegen das alte Bohrsche Atommodell, für das die Theorie (Epstein) den Wert $\alpha = 1{,}47 \cdot 10^{-25}\,[\mathrm{cm}^3] = a^3$ ($a = 0{,}528 \cdot 10^{-8}$ cm = Radius der Elektronenbahn beim Wasserstoffatom im Grundzustand) lieferte. Obwohl diese Entscheidung bekanntlich längst aus anderen Gründen erfolgte, erscheint die hier angewandte Methode doch insofern bemerkenswert, als die Wasserstoffatome bei ihr direkt einzeln im Grundzustand und ohne Wechselwirkung untersucht und zur Auswertung nur wenige einfache selbstverständliche

1) Klare Gläser mit merklich niedrigerer Erweichungstemperatur gibt es nicht.

1) Bezüglich dieses Wertes vgl. z. B. das Buch von van Vleck, The Theory of electric and magnetic susceptibilities.

Formeln der klassischen Theorie benötigt wurden. Ebenfalls kann man durch folgende ganz elementare Rechnung leicht einsehen, daß beim alten Bohrschen Atommodell die Polarisierbarkeit höchstens den Wert $\alpha = a^3$ haben kann.

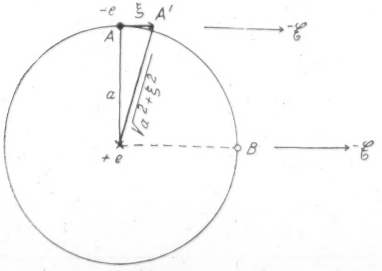


Abb. 1a

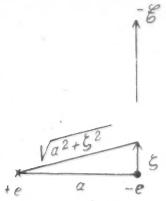


Abb. 1b

Abb. 1a und 1b. Zur Polarisierbarkeit des Bohrschen Atommodells.

Da man jede auf ein Atom wirkende Feldstärke in eine Komponente in der Bahnebene und in eine Komponente senkrecht dazu zerlegen kann, genügt die Betrachtung dieser beiden Fälle. Im ersten (Abb. 1a) erzeugt die Feldstärke $\mathfrak{E}$, wenn das Elektron sich in A befindet ($\mathfrak{E}$ = Bahnradius) eine Verschiebung ξ, die so groß wird, daß die angreifende Kraft $e\mathfrak{E}$ und die in Richtung ξ entstandene Komponente der Coulombkraft sich in A' das Gleichgewicht halten. Also

$$e\mathfrak{E} = \frac{e^2}{a^2+\xi^2}\cdot\frac{\xi}{\sqrt{a^2+\xi^2}}.$$

Da die Feldkraft stets klein ist gegen die Coulombkraft, ist $\xi/a \ll 1$ und damit bei Vernachlässigung höherer Potenzen $\mathfrak{E} = e\xi/a^3$. Indem das in Feldrichtung induzierte Moment $\mathfrak{m} = e\cdot\xi = \alpha\cdot\mathfrak{E}$ ist, folgt $\alpha = a^3$. Befindet sich das Elektron in B, so ist die Verschiebung und damit auch die Polarisierbarkeit noch kleiner, weil jetzt der Feldkraft die ganze Coulombkraft direkt entgegenwirkt. Im zweiten Fall wird das Elektron in jeder Lage aus der Bahnebene herausgehoben[1]), und die entsprechende Abb. 1b zeigt, daß hier dieselbe Rechnung gilt wie oben, so daß also auch jetzt $\alpha = a^3$ ist.

Eine weitere Folgerung der Feststellung bezüglich der Spalttemperatur ist, daß die Arbeit von Wrede[2]) (s. oben) nicht mehr als quantitative Bestätigung des Bohrschen Magnetons für das Wasserstoffatom angesehen werden kann. Ferner sei bemerkt, daß die für das Sauerstoffatom erhaltene Polarisierbarkeit[3]) ($\alpha = 2\cdot 10^{-25}$ [cm^3]) keiner merklichen Korrektur bedarf, weil bei den entsprechenden Versuchen sich der Spalt direkt an der Entladung befand, deren gemessene Temperatur von der jetzt festgestellten nicht sehr verschieden ist. Das damalige Ergebnis, daß der P-Term des zweiwertigen Sauerstoffs geringer durch das Feld beeinflußt wird als der S-Term des einwertigen Wasserstoffs, kann jetzt dahin ergänzt werden, daß diese Beeinflussung ungefähr dreimal kleiner ist (Termverschiebung $= \Delta E = \frac{1}{2}\alpha(\mathfrak{E}^2)$.

Zusammenfassung

Durch verschiedene Versuche wurde festgestellt, daß bei den Versuchen mit Wasserstoffatomstrahlen im elektrischen Feld die Atome eine Geschwindigkeit haben, deren zugehörige Temperatur infolge der katalytischen Spaltwirkung nicht Zimmertemperatur, sondern etwa 600° abs ist. Dadurch erhöht sich der früher angegebene Wert der Polarisierbarkeit des Wasserstoffatoms auf $\alpha = (6 \pm 2)\cdot 10^{-25}$ [cm^3], was mit dem alten Bohrschen Atommodell ganz unvereinbar ist, aber der Wellenmechanik entspricht.

1) Dieser Fall wird schon betrachtet bei P. Debye, Polare Molekeln, Leipzig 1929.
2) E. Wrede, l. c.
3) H. Scheffers, Physik. Zeitschr. **40**, 1, 1939.

Berlin-Charlottenburg, 12. September 1940.

(Eingegangen 22. September 1940)

Neuere Messungen über den Luftdruck- und Temperatureffekt der Höhenstrahlen

Von F. Göttlicher und W.-W. Dittrich

1. Einleitung

Die Höhenstrahlenforschung beschäftigt sich auch heute noch größtenteils mit den zeitlichen Schwankungen der Strahlungsintensität. Da diese meteorologischen und magnetischen Einflüssen unterliegt, ist die Kenntnis der dadurch bedingten Korrektionen von größter Wichtigkeit.

Der Luftdruckeffekt, d. h. die in Prozenten ausgedrückte Änderung der Intensität je Luftdruckeinheit, wurde erstmalig von Myssowsky und Tuwim[1]) erkannt. Er wird heute durch Absorption in der Atmosphäre und gleichzeitig spontanen Zerfall der Mesonen, die etwa 75 Proz. der Strahlung ausmachen, erklärt. Seine Größe kann für verschiedene Energiebereiche der Strahlen mit ziemlicher Genauigkeit angegeben werden und wurde schon vielfach [siehe Kolhörster und Tuwim[2])] bestimmt.

Der Temperatureffekt hingegen, d. h. die relative Intensitätsänderung je °C, ist viel seltener bearbeitet worden [Messerschmidt[3]), Heß und Mitarbeiter[4]), neuerdings Kolhörster[5])] und wegen seiner geringen Größe – er beträgt nur Promille der Intensität je °C – nicht einmal dem Vorzeichen nach noch eindeutig bestimmt.

In der vorliegenden Arbeit wurden die Ergebnisse von Dauerregistrierungen der vertikal einfallenden Höhenstrahlung, die mit besonderen Zählrohranordnungen durchgeführt wurden, im Hinblick auf Luftdruck- und Temperaturabhängigkeit ausgewertet.

2. Meßanordnung

Die Beobachtungsergebnisse, mit deren rechnerischer Auswertung sich die vorliegende Arbeit befaßt, waren mit einer sogenannten Doppel-Zweifach-Koinzidenzanordnung erhalten worden, wie sie im Institut für Höhenstrahlenforschung in Berlin-Dahlem von Kolhörster und Mitarbeitern entwickelt worden ist. Die Registrierung wird mit zwei gleichen Apparaten durchgeführt, die unabhängig voneinander in Betrieb stehen und zusammen eine Doppel-Zweifach-Koinzidenzanordnung bilden. Eine jede solche Anordnung besteht aus vier vertikal untereinander aufgestellten Zählrohren und aus zwei Verstärkersätzen, die die Koinzidenzen von je zwei Rohren in der in Fig. 1 dargestellten Weise (1–3 und 2–4) registrieren. Die Rohre der beiden Apparaturen sind so ineinandergestellt, daß die beiden Paare 1–3 und 2–4 von nahezu gleichen Höhenstrahlenbündeln getroffen werden. Da diese Anordnung das aus der Vertikalen einfallende Bündel von 30° mal 157° Raumwinkel doppelt registriert, ergibt sich eine vorzügliche Kontrollmöglichkeit. In der folgenden Abhandlung erhielten die Zählrohrpaare 1–3 die Bezeichnung VII, 2–4 die Bezeichnung VI.

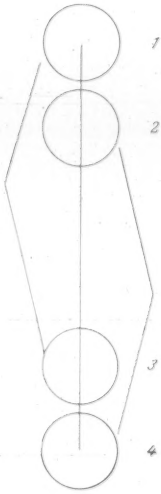


Fig. 1

Inwieweit die Annahme der Erfassung gleicher Höhenstrahlenbündel durch die Zählrohrpaare als zutreffend angesehen werden kann, wurde in einer früheren Arbeit des einen von uns[1]) untersucht. Daraus ergibt sich unter Voraussetzung einer vollkommenen Ansprechwahrscheinlichkeit der Rohre, daß bei der beschriebenen zylindrischen Anordnung 72,8 Proz. der Koinzidenzstöße jedes Paares gleichzeitig vom anderen erfaßt werden. Es müssen also bei längeren Meßreihen 72,8 Proz. der auftretenden Intensitätsschwankungen gleiche Amplituden für beide Apparate aufweisen. Eine 100prozentige Übereinstimmung kann also nicht erreicht werden.

1) L. Myssowsky und L. Tuwim, Zeitschr. f. Phys. **39**, 146, 1926.
2) W. Kolhörster und L. Tuwim, Ergebn. kosm. Phys. **1**, 87, 1931.
3) W. Messerschmidt, Zeitschr. f. Phys. **78**, 668, 1932.
4) V. F. Heß und R. Steinmaurer, Berliner Ber., S. 521, 1933.
5) W. Kolhörster, im Druck.

1) W.-W. Dittrich, Physik. Zeitschr. **40**, 256, 1940.

Die dafür benutzten vier gleichen Zählrohre waren aus Mannesmann-Stahlrohren 48 mal 900 mm hergestellt und nach Angaben von Trost[1]) mit Argon und Alkoholdampf gefüllt worden, als Anode wurde ausgeheizter Tantaldraht verwendet. Die Wirkung des Dampfzusatzes besteht darin, daß jede in einem Zählrohr stattfindende Entladung mit gewisser Wahrscheinlichkeit nach ihrem Abreißen eine neue verursacht (in neuerer Zeit wird allerdings im Dahlemer Institut die Füllung mit reinem Ätherdampf bevorzugt, weil solche Rohre noch weitgehender von Nachentladungen frei sind). Außerdem und vor allem kann bei den Rohren mit Dampfzusatz ein viel kleinerer Ableitwiderstand verwendet werden. Man erzielt auf diese Weise den Vorteil eines viel größeren Auflösungsvermögens (10^{-3} sec gegenüber 10^{-2} sec bei luftgefüllten Rohren) und kann damit die Anzahl der zufälligen Koinzidenzen weitgehend herabdrücken. Die Rohre arbeiteten durchschnittlich einige Monate einwandfrei. Dann wurde die Ansprechwahrscheinlichkeit langsam geringer, und es war daher Neufüllung oder Neuaufarbeitung des Rohres erforderlich.

Es wurde hier auf die Art und Arbeitsweise der Zählrohre näher eingegangen, da in den meisten Veröffentlichungen über Zählrohrmessungen Angaben über die Zählrohre selbst fehlen.

Die beiden Verstärker sind nach dem von Vetter[2]) angegebenen Hexodenprinzip gebaut. Die negativen Zählstöße jedes der beiden Zählrohrpaare werden direkt an das Gitter je einer Verstärkerröhre geleitet und von den Anoden dieser Röhren kapazitiv an die Steuergitter einer Hexode. Diese spricht nur dann an, wenn beide Gitter einen positiven Spannungsstoß erhalten, siebt also die Koinzidenzen aus. Die Koinzidenzstöße werden nun zu einer weiteren Röhre (zur Umkehrung des Vorzeichens der Stöße und zur Verstärkung) geleitet, dann einer aus zwei Thyratronröhren bestehenden Kippanordnung und schließlich einem Endverstärkerrohr zugeführt, das den Strom für die mechanischen Zählwerke (AEG.-Zähler) liefert. Der Stand der Zähler wird alle 30 Minuten photographisch registriert.

Es wurde darauf geachtet, daß sich die beiden Verstärker nicht gegenseitig beeinflussen und stören und damit erreicht, daß die koinzidierenden Zählrohre gegenüber den Höhenstrahlen sehr eng, die Verstärker dagegen so lose wie möglich gekoppelt waren. Die Meßanordnung arbeitete einerseits mit großer Meßgenauigkeit (bei einer Zählung von täglich etwa 100000 unabhängigen Koinzidenzen beträgt der statistische Fehler 2 Promille der Tagessumme), andererseits durch die gegenseitige Kontrolle mit großer Meßsicherheit. Denn sie liefert selbst bei Ausfall einer der Anordnungen noch eine genügende Genauigkeit, um die für statistische Untersuchungen notwendige Kontinuität des Materials zu gewährleisten.

Wesentlich für eine einwandfreie Messung der ankommenden Strahlungsintensität war der Umstand, daß das Auflösungsvermögen der beiden Verstärkerapparaturen genügend weit herabgesetzt werden konnte, d. h. der Verstärkervorgang und das mechanische Auslösen des Zählwerkes hinreichend rasch erfolgte. Als Gesamtauflösungsvermögen der Zählrohre sowie des Verstärkers konnte ein Wert von etwa $\tau = 4 \cdot 10^{-2}$ sec erreicht werden. Die sich daraus ergebenden Zufallskoinzidenzen berechnen sich nach der Formel

$$K_z = n^2 \cdot \tau$$

(n = Anzahl der Einzelstöße der Rohre, K_z = sekundliche Zufallskoinzidenzen) zu

$$K_z = 144 \text{ Koi/h}.$$

Da die Anzahl der systematischen Koinzidenzen etwa 4500 in der Stunde beträgt, machen die zufällige nur etwa 3 Proz. der ersteren aus. Die Korrektur der Koinzidenzzahl auf wahre Koinzidenzen kann weggelassen werden. Denn es handelt sich um einen nahezu konstanten Faktor, da die Zufallskoinzidenzzahl sich bei Schwankungen der Strahlungsintensität, die höchstens 5 Prozente ausmachen, um höchstens 15 Koi = 0,3 Proz. ändert.

3. Luftdruck- und Temperaturabhängigkeit der Intensität im Jahresverlauf

Im Institut für Höhenstrahlenforschung in Berlin-Dahlem wird seit einigen Jahren mit mehreren solchen oben beschriebenen Koinzidenzapparaturen laufend die Intensität der vertikal einfallenden Höhenstrahlen registriert. Wie bei allen Problemen der kosmischen Physik sind zur Klarstellung der im Interesse stehenden Fragen die Ergebnisse längerer Meßreihen von entscheidender Bedeutung. Kurze Perioden sind auf keinen Fall günstig, da die statistischen Fehler die Resultate zu sehr verwischen. Man bevorzugt daher eine mittlere Anzahl von Tagen, und diese ist am besten durch die Sonnenrotation gegeben. Denn es erscheint die Annahme berechtigt, daß die Höhenstrahlung eher durch diese Periode, als z. B. durch den Monat beeinflußt wird. Auch im Hinblick auf eine spätere Bearbeitung des Materials im Zusammenhang mit der Variation der

1) A. Trost, Zeitschr. f. Phys. **105**, 399, 1937.
2) Unveröffentlichte Arbeit des Dahlemer Instituts.

magnetischen Horizontalintensität ist die Zusammenfassung nach Sonnenrotationsperioden vorzuziehen. Diese stellen auch schon eine genügend lange Meßreihe (27 Tage) dar und halten daher die statistischen Fehler der Resultate klein.

Die Tagesmittel von Luftdruck, Temperatur und Intensität wurden vorerst einmal in die entsprechenden Sonnenrotationsperioden eingeteilt und sodann das Rechenverfahren der mehrfachen (multiplen) Korrelation, das zur Auswertung von Dauermessungen der Höhenstrahlenintensität von Corlin[1]) vorgeschlagen wurde, verwendet. Corlin führt in seinem Buche (Cosmic Ultra-Radiation in Northern Sweden, Ann. Obs. Lund Nr. 4) die Herleitung und Behandlung der betreffenden Formeln an. Für die Verwendung dieser Rechenmethode scheint bei vielen Forschern eine Abneigung zu bestehen, vielleicht, daß das Verfahren als zu kompliziert oder zu umständlich und zeitraubend angesehen wurde; Priebsch[2]) gelang es nun, die von Corlin verwendeten Ausdrücke und Formeln für den Fall dreier Veränderlicher, um den es sich auch hier handelt, einer Vereinfachung zu unterziehen, die dazu beitrug, die Bedeutung und Ableitung dieses Rechenverfahrens anwendungsfähiger zu machen. Damit ist insbesondere dem Höhenstrahlenforscher ein Mittel gegeben, sich in verständlicher Art und ohne viel Aufwand über das Wesen des Verfahrens orientieren zu können.

Die im Zuge der Rechnung erhaltenen Werte der einfachen Korrelation zwischen Luftdruck und Temperatur zeigen oft eine beträchtliche Verbundenheit (bis zu $-0{,}50$). Es ist daher durchaus berechtigt, ja sogar notwendig, die mehrfache Korrelation durchzuführen, um die Abhängigkeit der Intensität vom Luftdruck und der Temperatur getrennt zu erhalten.

Wir zeichneten nun für jede Sonnenrotation in der bekannten Weise ein Diagramm, welches zusammengehörige Intensitäts- und Luftdruckwerte als Punkte in einem rechtwinkeligen Koordinatenkreuz wiedergibt. Punkte, welche aufeinanderfolgenden Tagen entsprechen, sind durch gerade Strecken verbunden. Die Neigung dieser Strecken gegen die Abszissenachse entspricht der Größe des Luftdruckeffekts, welcher also durch diese Darstellung vor Augen geführt wird. Die Unregelmäßigkeiten im Verlaufe der Linienzüge lassen daneben andere Einflüsse wie etwa der Temperatur oder magnetischer Störungen hervortreten.

Bei diesen Diagrammen erkennt man zunächst einen befriedigenden Gleichlauf der beiden Apparaturen, wenn auch die Absolutintensitäten oft beträchtlich voneinander abweichen. Scharf definierte Luftdruckeffekte treten über wenige Tage oftmals augenscheinlich hervor, mitunter unterbrochen durch Störungen, so daß in einem Diagramm mehrmals dieselbe Neigung vorherrscht, ohne daß jedoch die Strecken in ein und dieselbe Gerade fallen. Zur besseren Anschauung sind in Fig. 2 als Beispiel die Diagramme der Rotationen 1449 und 1450 gezeichnet. Eine Unregelmäßigkeit im Diagramm rührt meist vom Temperatureffekt her, doch treten auch Abweichungen durch magnetische Störungen oder andere Fehler nicht selten auf. Bei der Rotation 1450 z. B. (Fig. 2) scheinen die auffallenden Abweichungen auf Temperatureinflüsse zurückzuführen zu sein. Wenn man nämlich zu den entsprechenden Koordinatenpunkten die dazugehörigen Temperaturen einträgt, so zeigt sich tatsächlich ein über dem Durchschnitt der Tage vor- und nachher starker Temperaturanstieg. Außerdem ergibt sich in dieser Periode aus der multiplen Korrelationsrechnung ein besonders großer Korrelationskoeffizient der Temperatur von $-1{,}00$.

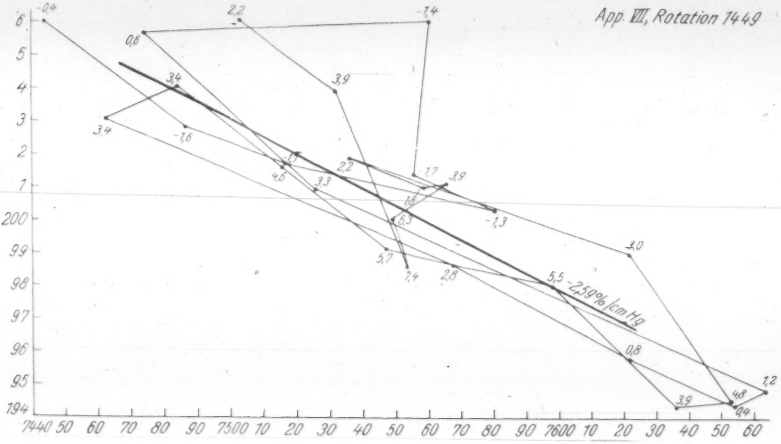
Nun zur Diskussion der Ergebnisse der Korrelationsrechnung, die in der Tabelle I verzeichnet sind:

Tabelle I.

		R_b	P_b in Proz.	R_t	P_t in Proz.
Rot. 1446	VI	0,97	2,97	0,09	0,09
	VII	0,84	2,33	0,18	0,04
Rot. 1447	VI	1,00	4,13	1,00	0,33
	VII	1,00	3,82	1,00	0,30
Rot. 1448	VI	0,78	2,57	0,63	0,28
	VII	0,87	3,14	0,65	0,28
Rot. 1449	VI	0,69	2,00	+0,27	+0,13
	VII	0,87	2,50	0,36	0,13
Rot. 1450	VI	1,00	3,14	1,00	0,35
	VII	0,95	3,30	0,87	0,22
Rot. 1451	VI	0,36	1,44	+0,22	+0,25
	VII	0,49	1,27	+0,02	+0,04
Rot. 1453	VI	0,59	3,13	0,11	0,08
	VII	0,57	3,47	0,30	0,26
Rot. 1454	VI	0,11	0,79	+0,19	+0,13
	VII	0,13	0,80	0,34	0,23
Rot. 1455	VI	+0,04	+0,40	0,12	0,14
	VII	+0,21	+4,24	0,07	0,16
Mittel	VI	0,60	2,17	0,32	0,12
	VII	0,61	1,82	0,41	0,17

1. In der ersten Spalte der Tabelle sind die Korrelationskoeffizienten des Luftdrucks angegeben. Mit Ausnahme des positiven Wertes in der Rotation 1455 haben alle anderen eindeutig ein negatives Vorzeichen. Die Beträge

1) A. Corlin, Lund Obs. Circular, Nr. 4, 1934.
2) J. A. Priebsch, Wiener Ber., S. 101, 1936.


App. VII, Rotation 1449
-0.4
2.2
-7.4
0.8
3.9
3.4
-3.4
-1.6
4.6
2.2
3.3
1.7
3.9
6.3
-1.3
5.7
7.4
2.8
3.0
5.5
-2.59% / cm Hg
0.8
7.2
3.9
4.8
4.4
6
5
4
3
2
1
200
99
98
97
96
95
194
7440 50 60 70 80 90 7500 10 20 30 40 50 60 70 80 90 7600 10 20 30 40 50 60

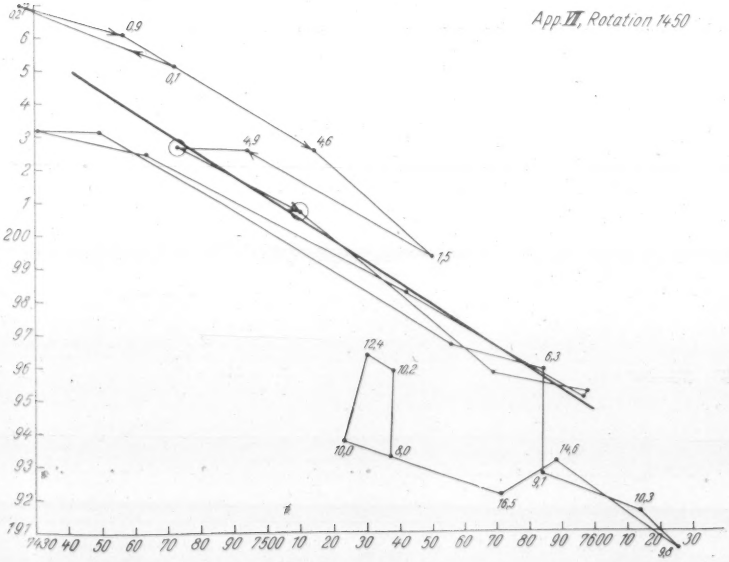

App. VI, Rotation 1450
0.9
0.1
4.9
4.6
7.5
12.4
10.2
6.3
10.0
8.0
14.6
9.1
16.5
10.3
9.5
6
5
4
3
2
1
200
99
98
97
96
95
94
93
92
191
7430 40 50 60 70 80 90 7500 10 20 30 40 50 60 70 80 90 7600 10 20 30

Fig. 2

der Koeffizienten erreichen beachtliche Werte und steigen bei den Rotationen 1447 und 1450 auf den Höchstwert an. Der auftretende positive Koeffizient in der Rotation 1455 ist wegen seines äußerst geringen Betrages praktisch gleich Null zu setzen. Das dazugehörige Diagramm läßt den Grund für das Auftreten des positiven Vorzeichens erkennen:

a) Zwischen dem 4. August 1939 und dem 30. August 1939 ist die Luftdruckschwankung sehr gering, so daß überhaupt kein Luftdruckeffekt für diese Periode gut erwartet werden darf.

b) Der Linienzug zeigt einen sehr unregelmäßigen Verlauf, der in diesem Falle durch die stark schwankenden Intensitäten hervorgerufen wird.

2. In der nächsten Spalte, welche die zu den Korrelationskoeffizienten gehörigen Effektwerte in Prozenten pro cm *Hg* wiedergibt, erkennt man, in Übereinstimmung mit anderen Höhenstrahlenforschern ebenfalls negative Werte.

Schließlich zeigt der gemittelte Wert über alle Rotationen erstens negatives Vorzeichen und ergibt sich zweitens immerhin so groß, daß die Schwankungen der Intensitäten ohne Zweifel in engen Zusammenhang mit den Luftdruckschwankungen gebracht werden können.

3. Durch die mehrfache Korrelationsrechnung haben wir ja außer den R_{ih} und P_{ih} getrennt die Korrelationskoeffizienten und Effektwerte zwischen Intensität und Temperatur erhalten, die zum überwiegenden Teil negativ auftreten. Doch ist die Verbundenheit wesentlich geringer als zwischen Intensität und Luftdruck.

4. Zu dem gleichen Ergebnis gelangen wir bei Heranziehung der Temperatureffekte. Im Jahresmittel sind die Beträge wohl noch negativ, doch sehr gering im Gegensatz zu dem etwa 20mal größeren Effekt zwischen Intensität und Luftdruck. Bei der Temperatur besteht eine gewisse Unsicherheit dadurch, daß zur Korrelationsrechnung die Außentemperaturwerte des Dahlemer Höhenstrahleninstitutes genommen werden mußten (die Innentemperatur des Laboratoriums wird Tag und Nacht konstant auf 20° C gehalten), die natürlich in den wenigsten Fällen den wahren Temperaturverlauf der Luftsäule über den Beobachtungsort angeben.

Die negativen Temperatureffekte können allerdings in enge Beziehung mit der Vorstellung des Mesonenzerfalles gebracht werden. Denn wie allgemein angenommen wird, entstehen die Mesonen in einer Isobarenfläche bestimmten Luftdrucks (etwa 8 cm *Hg*). Nehmen wir nun den Barometerstand, also die Masse, die das Meson bis zur Apparatur zu durchlaufen hat, als konstant an, so wird bei einer Erhöhung der Temperatur die Dichte der Luft abnehmen, der Weg, den das Meson zurücklegt, größer und daher die Intensität geringer werden, d. h. es müßte sich ein negativer Temperatureffekt ergeben. Andererseits findet aber zugleich mit einer Temperaturänderung auch eine Luftdruckänderung statt, und zwar wird mit Erhöhung der Temperatur eine Verringerung der Dichte, d. h. der Absorption, verbunden sein. Die Intensität wird also ansteigen, und es wird sich aus dem Absorptionseffekt der Temperatur ein positiver Temperatureffekt ableiten lassen. Für diesen wird aber hauptsächlich der weiche Anteil der Strahlung verantwortlich sein, da die Elektronen, die ja vorwiegend in den unteren Höhenkilometern – zum Großteil durch Zerfall der Mesonen – entstehen, bei Erhöhung der Temperatur (die Verhältnisse sind noch dazu durch die Außentemperatur in Meereshöhe besser erfaßt) weniger Masse zu durchdringen haben. Man sieht also, daß beim Temperatureffekt der Gesamtstrahlung die beiden Erscheinungen der Absorption und der Hebung der Isobarenfläche entgegengesetzt wirken, so daß im Gesamten die Abhängigkeit der Intensität von der Temperatur positiv oder negativ sein kann, je nachdem, ob der Absorptions- oder der Abstandseffekt überwiegt. Aus Tabelle I ersehen wir in Übereinstimmung mit dieser Überlegung, daß die Temperatureffekte sehr klein und nicht immer von gleichem Vorzeichen sind. Allerdings überwiegen die negativen Werte, worin wir eine Bestätigung der Ansicht vieler Forscher sehen, daß die in Meereshöhe gemessene Gesamtintensität zum größeren Teil aus Mesonen besteht (75 Proz.). Beim Luftdruckeffekt hingegen kann durch die weiche Komponente höchstens eine Erhöhung des schon negativen Effektwertes eintreten.

Herrn Dozent Dr. J. Priebsch danken wir für viele wertvolle Besprechungen, Herrn Professor Dr. W. Kolhörster für die Anregung und die Überlassung des benötigten Materials. Durch die Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft wurde die Ausführung dieser Arbeit wesentlich gefördert.

Berlin-Dahlem, Institut für Höhenstrahlenforschung im August 1940.

(Eingegangen 14. September 1940)

Zur akustischen Brechung und Totalreflexion

(Versuche mit Gasen bei kontinuierlichem Übergang der Grenzschicht)

Von O. v. Schmidt und A. Kling

Mit Tafel XII–XIV

Problemstellung

In einer früheren Arbeit (O. v. Schmidt, diese Zeitschrift 39, 868, 1938) konnte gezeigt werden, daß beim akustischen Anstoß eines festen Körpers im umgebenden Medium „akustische Kopfwellen" auftreten, analog den „ballistischen Kopfwellen" eines relativ zu seiner Umgebung dahinfliegenden Körpers (Geschosses).

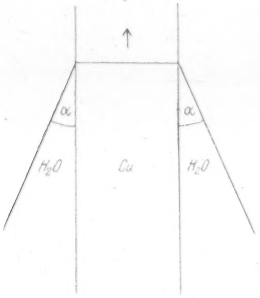


Fig. 1. Eine Planwelle im Kupfer zieht im umgebenden Wasser eine akustische Kopfwelle nach sich; $\sin \alpha = \frac{1500}{3700}$; $\alpha = 24°$.

Fig. 1 zeigt die entstehende Kopfwelle für den Fall, daß sich eine plane Wellenfront senkrecht zur Begrenzung des festen Körpers bewegt.

In vorliegender Arbeit soll nun untersucht werden, ob die beschriebene „akustische Kopfwelle" auch auftritt, wenn die Grenzschicht nicht – wie bei Kupfer und Wasser – scharf ist, sondern wenn es sich um einen kontinuierlichen Übergang der Medien und damit der Schallgeschwindigkeiten handelt.

Versuchsanordnung

Als Medien, die kontinuierlich ineinander übergehen, wurde Luft von verschiedener Temperatur gewählt. Nach mehreren Vorversuchen erwies sich der heiße Luftstrom über einer brennenden Kerze als besonders geeignet. Als Knallwelle im schnelleren Medium wurde die „ballistische Kopfwelle" eines Geschosses gewählt. Die Gesamtanordnung ist durch Fig. 2 zu ersehen.

Ein Gewehrlauf L wurde derartig schräg aufsteigend eingespannt, wie aus Fig. 2 zu ersehen ist, daß beim Schuß über der Kerze K der obere Schenkel der Kopfwelle des Geschosses G gerade horizontal verlief und dadurch die Heißluft H senkrecht durchschnitt. Der richtige Moment der Aufnahme wurde dadurch erreicht, daß der Gewehrlauf seitlich angebohrt und mit einem Stutzen S variabler Länge versehen war (Cranzsches Seitenrohr). Die hier ausströmenden ionisierten Gase lösten einen Funken an der Funkenstrecke F aus und damit gleichzeitig den Beleuchtungsfunken der schlierenphotographischen Apparatur; letztere ist aus der Literatur wohl genügend bekannt (siehe H. Schardin, VDI Forschungsheft 367, 1934).

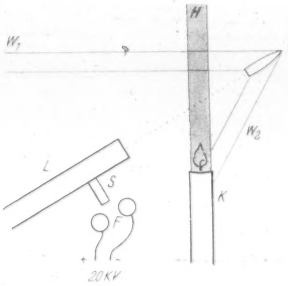


Fig. 2. Versuchsanordnung: L = Gewehrlauf; G = Geschoß; W_1G, W_2G = die beiden Schenkel der Kopfwelle, W_1G horizontal; K = brennende Kerze; H = heißer Luftstrom.

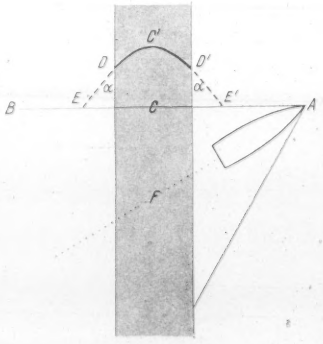


Fig. 3. Durch die Heißluft ist die „ballistische Kopfwelle" AB bis C' gehoben, DE und $D'E'$ sind die dazugehörigen sekundären Kopfwellen.

Erstes Versuchsergebnis: *Kopfwellen treten auch bei kontinuierlichem Übergang von v_1 zu v_2 auf.*

Die Fig. 3 zeigt — abgesehen von den gestrichelten Linien —, was ohne die „akustischen Kopfwellen" zu erwarten war.

Es müßte die Kopfwelle des Geschosses in der heißen Luft nicht nur bis C, sondern bis C' sich ausgedehnt haben. Sonst dürfte aber nichts zu sehen sein.

Die Fig. 4 und 5 (Tafel XII) zeigen nun den Sachverhalt an Hand zweier Schlierenphotographien. Da die Schallgeschwindigkeit infolge der Temperaturverteilung von der Mitte der Heißluft nach den Rändern kontinuierlich abnimmt, muß das gehobene Mittelstück als gekrümmte Linie zu erwarten sein.

Wir sehen oberhalb der horizontalen Kopfwelle rechts und links vom Heißluftstrom je eine typische Kopfwelle. Sie sind dadurch zu erklären, daß sich die Wellenfront in der Heißluft schneller fortpflanzt als der Schallgeschwindigkeit der umgebenden Luft entspricht; dadurch werden, vollkommen analog der Fig. 1, die Kopfwellen gebildet, nur mit dem Unterschied, daß hier keine scharfe Grenzschicht, sondern ein kontinuierlicher Übergang der Schallgeschwindigkeiten entsprechend dem Temperaturabfall vorhanden ist.

Wir erhalten also das Resultat, daß auch beim kontinuierlichen Übergang der Geschwindigkeiten von einer akustischen Welle im schnelleren Medium Kopfwellen ins langsamere Medium nachgezogen werden; hierbei sind die Kopfwellen gebogen, der endgültige Kopfwellenwinkel hängt von dem Verhältnis der Extremwerte für die Schallgeschwindigkeit ab.

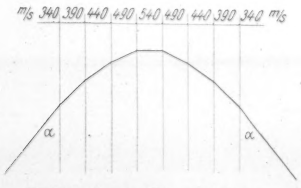


Fig. 6. Winkelgetreue Konstruktion einer ursprünglich horizontalen Wellenfront, die durch die einzelnen Bereiche der Heißluft mit $v = 340$ bis 540 m/s deformiert ist, $\sin\alpha = 340/540$, vgl. Fig. 7.

Fig. 6 zeigt als Beispiel den Verlauf einer Wellenfront bei linearer Abnahme der Schallgeschwindigkeit innerhalb des Heißluftstromes.

Die Fig. 7 (Tafel XIII) zeigt uns im Innern des Heißluftstromes andeutungsweise den gekrümmten Verlauf der Wellenfront analog zu Fig. 6. Der Kopfwellenwinkel ergibt sich zu 38°. Die Schallgeschwindigkeit in der Mitte des Heißluftstromes beträgt demnach 540 m/s. Zur selben Schallgeschwindigkeit gelangen wir auch durch Ausmessen der Strecke F–C' (s. Fig. 3). Sie beträgt das 1,4fache von F–C, also auch hiernach müßte die Schallgeschwindigkeit etwa 540 m/s sein. Ausmessungen der Heißlufttemperatur mit dem Thermoelement ergaben kontinuierliche Übergänge von Zimmertemperatur bis etwa 450°, entsprechend 540 m/s, der Kopfwellenwinkel ist also stets ein Maß für die maximale Schallgeschwindigkeit in der Mitte des Luftstromes.

Das Auftreten der Kopfwellen auch bei kontinuierlicher Änderung der Schallgeschwindigkeit ist für meteorologische Probleme von großer Bedeutung, zeigt es doch, daß der Schall — beim Vorhandensein einer Luftschicht mit höherer Schallgeschwindigkeit — nicht nur reflektiert, sondern auch als Kopfwelle kontinuierlich ausgestrahlt werden kann.

Zweites Versuchsergebnis: *Nachweis der „quergedämpften Welle" bei der akustischen Totalreflexion.*

Die Totalreflexion in der Optik ist bekanntlich bereits seit Newton (1) der Anlaß zu vielen experimentellen und theoretischen Untersuchungen gewesen. Es sei nur an die Arbeiten von Schäfer und Gross (3) erinnert, durch welche die Energie im zweiten Medium bei Kurzwellen nachgewiesen werden konnte; von theoretischen Arbeiten sei an die Untersuchung von Eichwald (2) sowie von Picht (4, 5) erinnert.

In all diesen Arbeiten handelt es sich stets um eingeschwungene elektromagnetische Vorgänge. Der Mechanismus des Eindringens einer einzelnen Welle in das zweite Medium konnte bisher nicht recht geklärt werden. Gerade aus diesem Grunde dürfte der analoge Vorgang des Eindringens einer einzelnen akustischen Welle ins zweite Medium von besonderem Interesse sein.

In der Fig. 8 (Tafel XIII) sehen wir eine einzelne „ballistische Kopfwelle" innerhalb des Gebiets der Totalreflexion auf den Heißluftstrom auftreffen. An der Grenzschicht erkennt man deutlich ein Umbiegen der Welle — hervorgerufen durch die kontinuierlich wachsende Schallgeschwindigkeit; dann sieht man ein kurzes Stück einer genau senkrecht zur Grenzschicht verlaufenden Welle, deren Intensität mit Eindringen ins zweite Medium schnell abnimmt; es ist das typische Bild einer inhomogenen, in diesem Fall „quergedämpften Welle", bei der die Amplituden senkrecht zur Phasengeschwindigkeit abnehmen. Weiter nach oben sieht man dann die reflektierte Welle spiegelbildlich aus der

Fig. 5.

Fig. 4.
Die horizontale Kopfwelle des Geschosses ist in der Heißluft hoher gerückt und zieht überseits eine „akustische Kopfwelle" nach sich; die dunklen Schatten rechts und links von der Heißluft sind die „Kopfwellen der Kopfwelle".

Verlag von S. Hirzel in Leipzig

Fig. 8. Links von der Flamme sieht man die Totalreflexion der Kopfwelle des Geschosses; man beachte das kurze horizontale Stück einer „gequetschten Welle", die in der Heißluft verläuft.

Fig. 7. Wenn auch nur schwach sichtbar, erkennt man den gekrümmten Verlauf der Wellenfront, gemäß Fig. 3 und 6.

Fig. 9.

Fig. 9. Ein Schuß über zwei Kerzen. Die Totalreflexion mit der quergedämpften Welle ist zweimal zu sehen. Über dem Geschoß auch die „Kopfwelle der Kopfwelle".

„quergedämpften Welle" hervorwachsen. Wir können den oben geschilderten Vorgang auch folgendermaßen ausdrücken: Die „quergedämpfte Welle" zieht eine Kopfwelle nach sich, sie ist also die physikalische Ursache für die reflektierte Welle.

Daß die Grenzschicht bei den vorliegenden Aufnahmen keinen scharfen Übergang zeigt, ist nur von nebensächlicher Bedeutung, wir erhalten hierdurch die schon erwähnte Biegung der Wellen; maßgebend für die Totalreflexion sind lediglich die Extremwerte der Brechungsindizes bzw. der Geschwindigkeit. Dieselbe Erscheinung der „quergedämpften Welle" ist auch auf der Fig. 4 (Tafel XII) einmal und auf der Fig. 9 (Tafel XIV) zweimal zu sehen.

Der Begriff der „quergedämpften Welle" ist in besonders anschaulicher Form von Pohl in seiner kürzlich erschienenen Optik (Springer, S. 149, 1940) dargestellt worden (siehe Fig. 10). Diese „quergedämpfte Welle" hat Pohl ebenfalls (l. c.) durch Wasseroberflächenwellen demonstrieren können, auch in diesem Falle sieht man ein kurzes Stück einer Welle senkrecht zur Grenzschicht im zweiten Medium laufen.

Das Vorhandensein der „quergedämpften Welle" in der Akustik zeigt von neuem die überraschend große Analogie mit der Optik, es fehlt zur Zeit nur noch der exakte Nachweis der optischen Kopfwelle, wie sie z. B. in Fig. 4 für den akustischen Fall zu sehen ist.

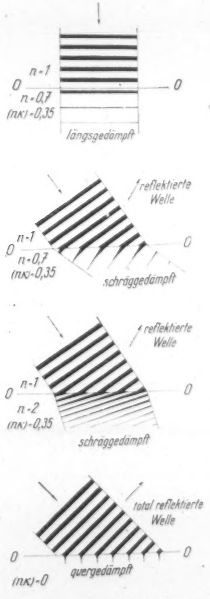


Fig. 10. Inhomogene Wellen und speziell quergedämpfte Welle nach Pohl (Einführung in die Optik. Berlin, Springer, 1940).

Zusammenfassung

Es wurde schräg über eine brennende Kerze geschossen und die Schlieren photographiert. Es ergab sich:

1. daß die „akustischen Kopfwellen" auch beim kontinuierlichen Übergang der Schallgeschwindigkeiten auftreten,
2. daß bei der Totalreflexion einer Planwelle an der Heißluft eine „quergedämpfte Welle" auftritt, die als physikalische Ursache für die Totalreflexion anzusehen ist.

Zum Schluß danken wir Herrn Prof. Schardin auch an dieser Stelle für sein Interesse an der Arbeit und die Überlassung der schlierenphotographischen Funkenapparatur zu diesen, von uns im Ballistischen Institut der Luftkriegsakademie ausgeführten Untersuchungen.

Die Arbeit wurde mit Unterstützung der Forschungsabteilung im Technischen Amt des Reichsluftfahrtministeriums durchgeführt.

Literaturverzeichnis

1) J. Newton, Optice, Liber secundus. Observatio 1.
2) A. Eichenwald, Journ. d. Russ. chem. Ges. **41**, Phys. Teil, S. 131, 1909.
3) C. Schäfer u. G. Gross, Ann. d. Phys. **32**, 648, 1910.
4) J. Picht, Ann. d. Phys. **30**, 433, 1929.
5) J. Picht, Physik. Zeitschr. **30**, 905, 1929.
6) H. Schardin, VDI Forschungsheft 367, 1934.
7) O. v. Schmidt, Ann. d. Phys. **19**, 891, 1934.
8) O. v. Schmidt, Physik. Zeitschr. **39**, 868, 1938.
9) R. W. Pohl, Einführung in die Optik. Berlin, Julius Springer, 1940.

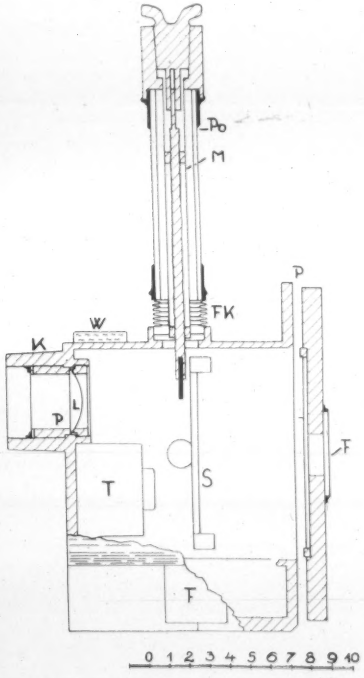
Luftkriegsakademie Berlin-Gatow, August 1940.

(Eingegangen 3. Oktober 1940)

Eine Vakuumfunkenstrecke mit rascher Funkenfolge

Von Karl Rawer

Will man eine Funkenstrecke als Lichtquelle im kurzwelligen Ultraviolett benutzen, so stört das Abbrennen der Elektroden, weil es dauernd des Springen des Funkens und unregelmäßige Helligkeit zur Folge hat. Bei Funkenstrecken in Luft ist man deshalb zu Anordnungen mit rotierenden Scheiben als Elektroden gelangt[1][2][3]. In der vorliegenden Arbeit wurde dieses Prinzip auf einen Vakuumfunken ("hot spark") angewandt, in der Hoffnung, so eine Lichtquelle mit rascher Funkenfolge zu erhalten, die ein intensives Linienspektrum auch noch unterhalb 1860 ÅE (der Grenze der Sauerstoffabsorption) liefert. Die Fig. 1 und 2 zeigen die dazu benutzte evakuierbare Messingkammer. Die Kammer hat auf einer Seite einen abnehmbaren Deckel, auf der anderen die Lichtaustrittsöffnung in einem konischen Schliff (mit dem dann das Beobachtungsgerät vakuumdicht angeschlossen wird). Eine 3 mm starke Aluminiumscheibe von 100 mm Durchmesser (Achse horizontal und senkrecht zur Längsachse der Kammer) dient als rotierende Elektrode. Die Spitzen der Scheibenachse laufen in zwei besonders großen Lagersteinen (zur Vermeidung von Überschlägen im Lager!), welche die Köpfe je einer Schraube bilden. Diese wieder sitzt in je einem Messingklötzchen, das auf je einer festen Schiene S beliebig festgeklemmt werden kann. Als zweite Elektrode wird ein senkrechter Wolframstift benutzt, dessen Abstand mit Hilfe eines konischen Schliffes ien-



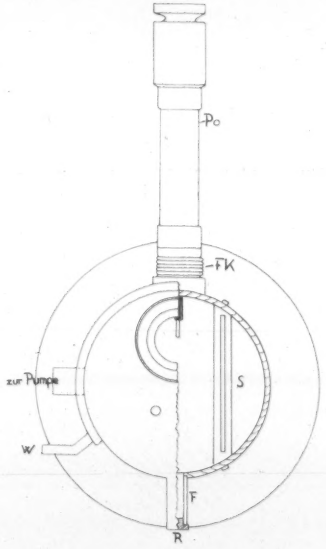


Fig. 1. Funkenkammer (F Glasfenster, FK Federungskörper, K konischer Schliff, L Quarzlinse, M Messingrohr, P Planschliff, Po Porzellanrohr, R Rinne, S Schiene, W Wasserkühlung, T Tourenzähler).

gestellt wird. Wegen des hohen Schmelzpunkts von Wolfram brennt bei Funkenbetrieb im wesentlichen nur die Aluminiumelektrode ab, und deren Verschleiß verteilt sich gleichmäßig auf den ganzen Umfang der Scheibe. Ein ab-

1) W. T. Bovie, Journ. Opt. Soc. Amer. **7**, 1027, 1923.
2) G. R. Harrison, Phys. Rev. **24**, 406, 1924.
3) K. H. Kreuchen, Zeitschr. f. Phys. **94**, 549, 1935.

gestützter Federungskörper FK erlaubt genaue seitliche Justierung des Funkens. Die Einzelheiten der Elektrodenanordnung sind aus Fig. 2 ersichtlich.

Der Antrieb der rotierenden Elektrode erfolgt nach Art der Induktionsmotoren, wie sie als Wechselstromzähler allgemein im Gebrauch sind[1]). Der untere Rand der Scheibe läuft in einer Rinne R, die in den Schlitz eines Wechselstromringmagneten hineintaucht (bei diesem Antrieb ist der Stator also außerhalb der Vakuumkammer angeordnet). Das magnetische Wechselfeld induziert nun Wirbelströme einerseits in beiden Blechen, die die Rinne R bilden, andererseits aber in dem Stück des Scheibenrandes, der momentan hinter dem Glasfenster F liegt, und somit nicht durch die genannten Bleche abgeschirmt wird; Stromfluß um dieses Fenster herum ist durch einen abgedichteten Schlitz in der Unterleiste unterbunden. Fig. 2 zeigt, wie der Stator angeordnet wird und wie die Wirbelströme fließen. Da diese in Scheibe und Abschirmung gleichsinnig fließen, erzeugen ihre Magnetfelder Anziehungskräfte, die den Scheibenrand in die Abschirmung hineinziehen. Es ließen sich auf diese Art ausreichende Drehmomente der Größenordnung 10 g·cm erzielen (bei einer Frequenz von 500 Perioden). Die Wirbelströme bewirken starke Erwärmung, weshalb die Kammer mit einer Wasserkühlung W versehen ist und die Scheibe zwecks besserer Abstrahlung geschwärzt ist. Die Achse besteht aus Indilatansstahl, die Lager werden mit Apiezonöl geschmiert.

Zur Überwachung der Drehzahl während des Betriebs wurde ein Tourenzähler eingebaut, bestehend aus einem U-förmigen Permanentmagneten mit verschiebbaren Polschuhen, auf deren Enden je eine Kopfhörerspule sitzt (Fig. 3). Die Aluminiumscheibe läuft nun zwischen diesen Spulen und in ihr sind an vier Stellen eiserne

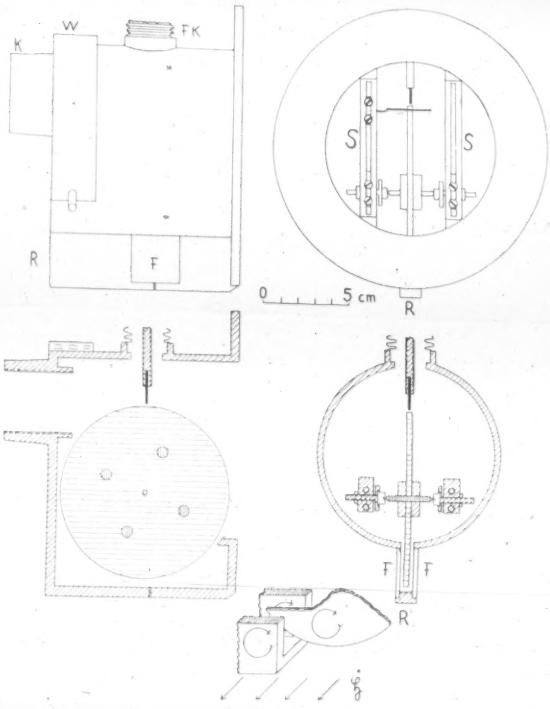


Fig. 2. Einbau der rotierenden Elektrode in der Funkenkammer.

Nieten eingelassen, so daß bei jeder Umdrehung vier Spannungsstöße induziert werden; ein abstimmbarer, rückgekoppelter Niederfrequenzverstärker verstärkt diese Impulse so weit, daß ein Zungenfrequenzmesser anspricht. Die Tourenzahl beträgt etwa 1500/min.

Wenn die Kammer durch eine Diffusionspumpe etwa eine Stunde lang leergepumpt war, konnte die Funkenstrecke in Betrieb genommen werden; ein (50 Perioden-) Hochspannungs-Öltransformator lud einige Male in jeder Halbperiode eine Batterie Leydener Flaschen (in Reihenschaltung) mit einer resultierenden Kapazität von etwa 2500 pF auf, die sich dann über

1) G. Benischke, Elektrotechn. Zeitschr. **20**, 82, 1899.

die Vakuumfunkenstrecke entlud. Einer Spannung von etwa 30 kV entsprach eine Funkenlänge von etwa 0,6 mm. Die Ableitung des Funkenstromes von der rotierenden Scheibe zur Kammer geschah anfangs durch leichte Schleifbürsten; da sich diese Methode jedoch als unzuverlässig erwies, wurde später eine zweite, kürzere Funkenstrecke zu einem horizontalen Wolframstift (Fig. 2) zur Ableitung benutzt. Weil eine Funkenentladung einen starken Hochfrequenzstrom darstellt, mußte dessen Ausbreitung auf andere Leiter unterbunden werden; alle Zuleitungen zur Kammer wurden verdrosselt und kapazitiv überbrückt und waren abgeschirmt; die Leydener Flaschen samt Kammer und deren Hochspannungszuleitung wurden mit gut geerdeten Blechkästen abgeschirmt. Nach diesen Maßnahmen traten Störungen durch den Funken auf anderen Leitungen nicht mehr auf.

Fig. 3. Tourenzähler (*S* Spulen).

Die Funkenkammer wurde mit dem konischen Schliff *K* an einen evakuierbaren Quarz-Doppelmonochromator[1]) angekittet und dabei wurde der Funke mit der Quarzlinse *L* auf den Eingangsspalt abgebildet. An den Ausgang des Monochromators wurde eine weitere Quarzlinse angekittet und an diese ein evakuiertes Glasgefäß, in dem ein Wismut-Antimon-Thermoelement aufgehängt war. Der Ausgangsspalt des Monochromators wurde auf dieses Element abgebildet. Die ganze Anordnung war so getroffen, daß der Lichtweg vom Funken durch den Monochromator zum Thermoelement vollständig in Vakuum verlief. Das Thermoelement war im wesentlichen nach der Methode von Harris-Johnson[2]), jedoch durch Aufdampfen[3]) hergestellt [Dimensionierung nach Cartwright[1])]. Die Galvanometerausschläge wurden mit einem Photorelais[2]) verstärkt; wegen der hohen Verstärkung mußte auf gute Temperaturkonstanz des Thermokreises besonders geachtet werden.

Einige der bekannten kurzwelligen Aluminiumlinien wurden mit dieser Anordnung festgestellt (1671, 1829, 1855, 1863, 1935 ÅE); die Messung geschah durch Öffnen einer Klappe, die in der Funkenkammer den Lichtweg unterbrach. Jedoch war eine reproduzierbare Intensitätsmessung nicht möglich, weil infolge von Gasausbrüchen aus den Elektroden der Druck in der Kammer im Betrieb stark schwankt und auch mit einer Scheibe aus vakuumgeschmolzenem Aluminium nie stabile Verhältnisse erreicht wurden. Eine weitere ernste Schwierigkeit ist die, daß der Funke die erste Linse mit Aluminium beschlägt und schon nach einigen Minuten das Licht dort merklich geschwächt wird.

Aus beiden Gründen empfiehlt es sich, den Funken nicht im Vakuum, sondern in einem gut durchlässigen Gas zu betreiben. Vorversuche (in denen an das Kristallquarzfenster einer Photozelle mit Nickelkathode eine provisorische Funkenkammer unmittelbar angekittet wurde) ergaben im kurzwelligen Bereich mit Wasserstoff und Argon geringere Intensität als mit Stickstoff; der Luftfüllung erwies sich die Stickstoffüllung merklich überlegen. Wenn man eine Funkenkammer der beschriebenen Art mit einer Füllung von reinem Stickstoff (von ungefähr Atmosphärendruck) betreibt, dürfte man eine intensive und ziemlich gut reproduzierbare Lichtquelle im fernen Quarzultraviolett erhalten. Da die Helligkeit einer Funkenlichtquelle bei gleicher Leistung beschleunigt mit der Spannung anwächst, empfiehlt es sich, mit dieser nicht unter 20 kV hinunterzugehen, also Funkenlängen nicht unter 6 mm zu benutzen. Das ließ sich mit der beschriebenen Apparatur, die ihres engen Aufbaues wegen nur in evakuiertem Zustand genügend spannungsfest ist, jedoch nicht mehr durchführen.

Die Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Technischen Hochschule München von 1935 bis 1938 ausgeführt. Herrn Geheimrat Prof. Dr. J. Zenneck danke ich für die Bereitstellung der Institutsmittel, Herrn Dr. H. Straub für stete Unterstützung mit Rat und Tat.

1) Spezialkonstruktion der Firma Dr. C. Leiss, Berlin-Steglitz; der benutzte Kristallquarz war nach besonders guter Durchlässigkeit im fernen Ultraviolett ausgewählt.

2) L. Harris u. E. A. Johnson, Rev. Scient. Instr. **5**, 153, 1934.

3) H. C. Burger u. P. H. van Cittert, Zeitschr. f. Phys. **66**, 210, 1930.

1) C. H. Cartwright, Zeitschr. f. Phys. **92**, 153, 1934.

2) L. Bergmann, Physik. Zeitschr. **32**, 688, 1931.

München, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 2. August 1940)

Zähigkeit von Äthylenglykol

Von E. Estel

Einleitung

Über die Zähigkeit von Äthylenglykol ($C_2H_4(OH)_2$) finden sich in der Literatur nur sehr wenige Angaben. Vereinzelte Messungen – meist bei 0° und 25° C – lassen eine Extrapolation zu höheren Temperaturen wegen der starken Temperaturabhängigkeit des Temperaturkoeffizienten nicht zu, so daß es nützlich erschien, diese Lücke zu schließen. Die im folgenden beschriebenen Messungen wurden an „Äthylenglykol reinst" durchgeführt, das von der Firma R. Scheling, Abteilung Kahlbaum, Berlin, bezogen wurde.

Apparatur

Als Meßeinrichtung diente ein Höppler-Viskosimeter (Präzisionsmodell) in Verbindung mit einem Ultrathermostat nach Höppler. Dieser Zähigkeitsmesser zeichnet sich durch eine besonders hohe erreichbare Genauigkeit (Bruchteile eines Prozentes) und rein äußerlich durch einfachste Bedienung aus. Das Viskosimeter (vgl. Fig. 1)[1]) besteht im wesentlichen aus einem unter einem gewissen Winkel (etwa 10°) geneigten Glasrohr F, dessen lichte Weite nach Angabe des Herstellers mit einer Toleranz von $\pm 0{,}001$ mm hergestellt ist und die zu messende Flüssigkeit aufnimmt. Aus der Fallzeit einer in dem Rohr exzentrisch fallenden Kugel B (von $\pm 0{,}0005$ mm genauem Durchmesser) läßt sich

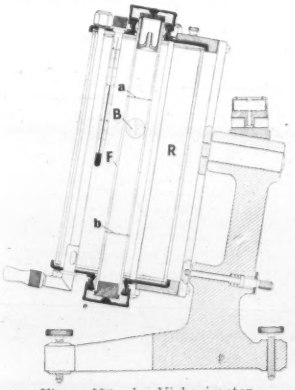


Fig. 1. Höppler-Viskosimeter.

1) Der Druckstock dieser Abbildung wurde mir freundlicherweise von der Firma Gebr. Haake, Medingen bei Dresden, zur Verfügung gestellt.

nach einer von F. Höppler[1]) angegebenen Formel der Zähigkeitskoeffizient bestimmen. Dadurch, daß die zu untersuchende Flüssigkeit sich in einem abgeschlossenen und völlig von ihr ausgefüllten Gefäß befindet, wird eine Fälschung der Meßergebnisse durch Verdunstung oder – wie im vorliegenden Falle – bei hygroskopischen Substanzen durch Wasseraufnahme vermieden. Das Glasrohr befindet sich in einem Wasserbad R zur Temperierung der Versuchsflüssigkeit. Zur Temperaturregulierung wurde ein Ultrathermostat nach Höppler verwendet, dessen Temperaturkonstanz mit Schwankungen von höchstens $\pm 0{,}005°$ angegeben wird. Als ein weiterer Vorteil dieses Viskosimeters ist zu verzeichnen, daß außer der sehr geringen erforderlichen Flüssigkeitsmenge (etwa 30 cm³) dieselbe Substanz für eine ganze Meßreihe verwendet werden kann.

Ausführung der Versuche

Die Zähigkeit von Äthylenglykol wurde in einem Temperaturbereich von 22,8° bis 76,1° C in Intervallen von 0,5° gemessen. Bei jeder Temperatur wurden mindestens zwei Messungen ausgeführt, um durch Vergleich der Fallzeiten nachprüfen zu können, ob die Flüssigkeit die neu eingestellte Temperatur bereits völlig angenommen hat. Die zwischen zwei am Glasrohr zum parallaxefreien Ablesen angebrachten Ringmarken a und b zu messende Fallzeit T wurde mit einer 0,01 Sekunden anzeigenden Stoppuhr bestimmt, die durch Vergleich mit der Institutsnormaluhr geeicht wurde. Die zur Temperaturmessung verwendeten Thermometer wurden durch Vergleich mit einem PTR.-Thermometer geeicht. Auf die Sauberkeit des Glasrohres wurde vor seiner Beschickung besonders geachtet, damit die Kugel nicht durch gelegentliches Haftenbleiben an der Wandung in Rotation gerät, die das Meßergebnis nach oben fälscht.

Meßergebnisse

Der Zähigkeitskoeffizient η (in cP) bestimmt sich nach folgender Gleichung:

$$\eta = K \cdot T \, (\gamma_{\text{Kugel}} - \gamma_{\text{Flüssigkeit}})$$

wobei K eine Apparatur- bzw. Kugelkonstante und T die Fallzeit ist. Das spezifische Gewicht von Äthylenglykol wurde den Tabellen von Landolt-Börnstein (im wesentlichen Messungen von Schwers) entnommen[2]), während K

1) F. Höppler, Der exzentrische Fall von Kugeln in Hohlzylindern mit Flüssigkeiten oder Gasen. Zeitschr. f. techn. Phys. **14**, 165, 1933.

2) Im hiesigen Laboratorium von Herrn W. Kraus bei verschiedenen Temperaturen ausgeführte Dichtemessungen stimmen mit den dort angegebenen Werten gut überein.

und das spezifische Gewicht der Kugel in einem zu dem Viskosimeter gehörenden Prüfungsschein gegeben sind. Um irgendwelchen Fehlern bei der Füllung (wie z. B. winzigen Luftbläschen in der Flüssigkeit oder nicht völliger Sauberkeit von Kugel oder Fallrohr) zu begegnen, wurden zwei getrennte Meßreihen mit vollkommen neuer Füllung ausgeführt.

In Tabelle I und II sind entsprechend den beiden Meßreihen die nach obiger Formel berechneten η-Werte mit ihren zugehörigen Temperaturen eingetragen. Man erkennt, daß die Temperaturschwankungen des Wasserbades meist nicht mehr als 0,01° betragen. In Fällen, wo merklich größere Schwankungen auftreten, erklären sie sich dadurch, daß der Versuch in der

Der Zähigkeitskoeffizient η von Äthylenglykol

Tabelle I

t (°C)	η (cP)	t (°C)	η (cP)
22,84	18,51	51,01	6,715
22,84	18,50	51,02	6,704
23,83	17,74	52,00	6,514
23,83	17,73	52,00	6,510
24,76	17,00	53,03	6,325
24,77	17,03	53,03	6,319
25,85	16,33	54,04	6,133
25,85	16,29	54,04	6,129
26,82	15,68	55,03	5,953
26,81	15,68	55,04	5,970
27,82	15,07	56,12	5,784
27,82	15,03	56,03	5,829
28,83	14,49	57,12	5,632
28,84	14,46	57,12	5,631
29,76	13,80	58,11	5,466
29,76	13,81	58,10	5,462
30,78	13,38	59,06	5,322
30,88	13,33	59,05	5,321
30,88	13,34	60,08	5,161
31,84	12,89	60,07	5,168
31,82	12,87	61,07	5,034
32,82	12,38	61,06	5,043
32,82	12,40	62,16	4,887
33,85	11,90	62,11	4,896
33,88	11,90	63,12	4,755
34,83	11,52	63,12	4,761
34,83	11,48	64,11	4,626
35,84	11,08	64,10	4,624
35,84	11,05	65,07	4,526
37,02	10,63	65,02	4,535
37,02	10,63	65,06	4,510
38,01	10,24	66,05	4,392
38,01	10,23	66,00	4,417
39,00	9,889	67,07	4,290
39,00	9,882	67,07	4,289
39,98	9,555	68,08	4,193
39,99	9,003	68,07	4,184
41,48	9,118	69,05	4,085
41,51	9,122	69,03	4,081
42,02	8,947	70,00	3,986
42,02	8,977	70,00	3,988
43,01	8,659	71,04	3,882
43,01	8,666	71,03	3,887
44,02	8,375	72,00	3,788
44,03	8,380	72,05	3,794
45,04	8,112	72,95	3,695
45,04	8,111	72,98	3,697
46,03	7,863	74,02	3,614
46,03	7,848	74,07	3,609
47,08	7,602	74,03	3,609
47,09	7,599	75,13	3,518
48,02	7,390	75,11	3,504
48,08	7,358	75,13	3,515
49,02	7,137	76,07	3,442
49,02	7,131	76,07	3,443
50,07	6,913	76,07	3,437
50,06	6,936		

Tabelle II

t (°C)	η (cP)	t (°C)	η (cP)
23,28	18,23	50,44	6,808
23,29	18,21	50,49	6,825
24,28	17,50	50,47	6,841
24,29	17,47	51,44	6,649
25,26	16,77	51,46	6,662
25,26	16,76	52,47	6,444
26,33	16,06	52,49	6,421
26,33	16,02	53,54	6,222
27,25	15,42	53,54	6,214
27,26	15,42	54,54	6,047
28,32	14,82	54,54	6,027
28,34	14,81	55,52	5,874
29,25	14,28	55,52	5,855
29,26	14,23	56,53	5,717
30,31	13,68	56,54	5,696
30,31	13,68	57,51	5,544
31,32	13,14	57,51	5,523
31,43	13,10	58,49	5,391
32,42	12,62	58,50	5,374
32,43	12,58	59,47	5,260
33,41	12,13	59,48	5,247
33,41	12,13	60,48	5,118
34,42	11,69	60,48	5,099
34,42	11,68	61,50	4,954
35,43	11,27	61,50	4,953
35,43	11,26	62,52	4,837
36,42	10,89	62,52	4,823
36,42	10,86	63,51	4,697
37,40	10,49	63,52	4,688
37,40	10,51	64,48	4,579
38,49	10,10	64,49	4,590
38,50	10,09	65,46	4,454
39,49	9,759	65,47	4,450
39,49	9,763	66,45	4,345
40,49	9,429	66,45	4,345
40,50	9,412	67,49	4,233
41,02	9,252	67,49	4,219
41,03	9,228	68,47	4,134
42,51	8,804	68,47	4,132
42,52	8,782	69,49	4,035
43,52	8,514	69,49	4,031
43,53	8,494	70,50	3,930
44,52	8,263	70,50	3,925
44,52	8,214	71,53	3,841
45,51	8,012	71,54	3,833
45,51	7,976	72,56	3,738
46,50	7,768	72,54	3,734
46,52	7,715	73,50	3,663
47,51	7,494	73,48	3,654
47,51	7,489	74,49	3,576
48,48	7,268	74,48	3,558
48,51	7,241	75,57	3,473
49,48	7,043	75,57	3,470
49,50	7,028		

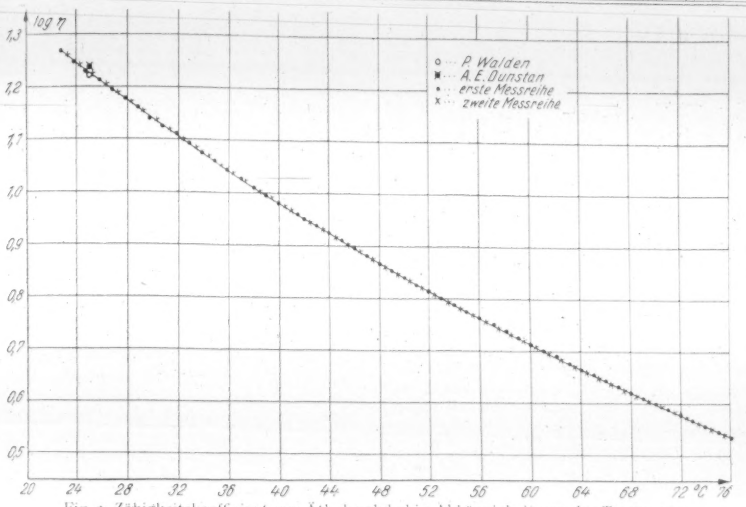


Fig. 2. Zähigkeitskoeffizient von Äthylenglykol in Abhängigkeit von der Temperatur.

Zwischenzeit unterbrochen wurde. Die bei einer Temperatur gemessenen Zähigkeitswerte zeigen nur in einigen wenigen Fällen Schwankungen über 0,3 Proz., im allgemeinen sind diese jedoch erheblich kleiner, zum Teil unter 0,1 Proz.

In Fig. 2 ist $\log \eta$ in Abhängigkeit von der Temperatur aufgetragen. Die beiden Meßreihen sind durch verschiedene Signaturen gekennzeichnet, und zwar entspricht · Tabelle I und × Tabelle II. Die bei ein und derselben Temperatur gewonnenen Meßergebnisse konnten wegen ihrer guten Übereinstimmung hier nicht getrennt eingezeichnet werden. Beide Meßreihen fügen sich zwanglos in eine Kurve ein, die so gelegt werden konnte, daß nur bei wenigen Punkten Abweichungen von 0,5 Proz. zu beobachten sind. Im allgemeinen gibt die gezogene Kurve die Meßergebnisse nahezu ohne Streuung wieder. Zum Vergleich mit früheren Messungen ist in Fig. 2 bei 25° C ein Meßpunkt von Walden[1]) und einer von Dunstan[2]) eingetragen worden. Die Abweichung von der gezeichneten Kurve beträgt für den Meßpunkt von Walden −0,6 Proz. und für den von Dunstan +2,5 Proz.

1) P. Walden, Über organische Lösungs- und Ionisierungsmittel. III. Teil: Innere Reibung und deren Zusammenhang mit dem Leitvermögen. Zeitschr. f. physik. Chem. **55**, 207, 1906.

2) A. E. Dunstan, Innere Reibung von Flüssigkeitsgemischen. Zeitschr. f. physik. Chem. **51**, 732, 1905.

Leipzig, Abteilung für angewandte Mechanik und Thermodynamik beim Physikalischen Institut der Universität.

(Eingegangen 25. August 1940.)

Nebelbildung bei Wärmeentzug durch Wärmeleitung

Von F. Trey

Inhalt: Es wird auf Grund theoretischer Betrachtungen gezeigt, daß bei Abkühlung einer geschlossenen, mit Luft und gesättigtem Wasserdampf gefüllten Kammer durch Wärmeabfluß nach außen eine starke Übersättigung und Nebelbildung zu erwarten ist. In einer zylindrischen Kammer, die durch Umspülen mit kaltem Kohlensäuredampf gekühlt wurde, konnte während des Abkühlungsvorganges außer der Kondensation an der Wand tatsächlich auch Nebelbildung im Gasraum beobachtet werden.

Einleitung

Bekanntlich sind alle auf Expansion beruhenden Nebelkammern nur eine beschränkte Zeit nach erfolgter Expansion, und zwar höchstens 2 Sekunden wirksam. Es wäre erwünscht[1]),

1) Vgl. Die Physik in reg. Ber.: 8. Atomkerne. S. 8. 1940.

Nebelkammern zu haben, die länger im übersättigten Zustande verharren, also möglichst „dauernd" wirksam sind. Um dieses Ziel zu erreichen, hat man, soweit mir bekannt ist, bisher lediglich versucht, wie z. B. bei der „langsamen" Wilson-Kammer von H. Maier-Leibnitz[1]), an Stelle einer Expansion mehrere Expansionen in kurzen Zeitabständen nacheinander auszulösen. Geht man in dieser Richtung noch weiter und erzeugt einen kontinuierlich expandierenden Gasstrahl, so ergeben sich immer größere Schwierigkeiten; vor allem machen sich Wirbelbildungen bemerkbar. Nun ist aber Nebelbildung keineswegs an eine Expansion gebunden: diese ist lediglich ein Mittel zum Zweck der Temperatursenkung. Eine solche kann man auch durch Wärmeableitung hervorrufen. Es erscheint mir daher von Wert, die Möglichkeit einer Nebelkammer, bei der die Temperaturerniedrigung durch Wärmeableitung und nicht durch Expansion erzeugt wird, einer theoretischen Betrachtung zu unterziehen.

Bei der Beschreibung der Wirkungsweise von Nebelkammern wird bald von dem Expansionsverhältnis, auch einfach Expansion genannt, bald von der Übersättigung, seltener Übersättigungsverhältnis genannt, gesprochen. Als Expansion bezeichnet man das Verhältnis (n) des Endvolumens (v_2) zum Anfangsvolumen (v_1) einer Kammer: also $n = v_2 : v_1$.

Der Partialdruck des Wasserdampfes im Zustand 1 sei der Anfangsdruck p_a, und im Zustand 2 der Enddruck p_e. Die entsprechenden Temperaturen seien, wie die Volumina, mit T_1 und T_2 bezeichnet. Dann erhält man aus $p_a \cdot v_1 = R \cdot T_1$ und $p_e \cdot v_2 = R \cdot T_2$ den Wert von p_e. Es sei nun p_1 der Druck des gesättigten Wasserdampfes bei der Temperatur T_1 und entsprechend p_2 der Druck des Wasserdampfes im Sättigungszustande bei der Temperatur T_2. Dann ist, wenn man von einem Sättigungszustande ausgeht, $p_a = p_1$, und die Übersättigung im Zustand 2, die mit s bezeichnet sein möge, gleich p_e/p_2. Nach Obigem erhalten wir für s ganz allgemein

$$s = \frac{p_1 \cdot T_2 \cdot v_1}{p_2 \cdot T_1 \cdot v_2}.$$

Erfolgt die Expansion so schnell, daß der Vorgang als ideal adiabatisch betrachtet werden kann, dann ist T_2 bestimmt: $T_2 = T_1 \cdot (v_1 v_2)^{\varkappa - 1}$. Damit ergibt sich

$$s = \frac{p_1}{p_2} \cdot \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{\varkappa} = \frac{p_1}{p_2} \cdot n^{-\varkappa}.$$

Das Verhältnis p_1/p_2 ist auch eine Funktion der Expansion n und ist außerdem nur noch von der Anfangstemperatur abhängig, die bestimmt, auf welchen Teil der Sättigungskurve sich im gegebenen Fall die Vorgänge beziehen. Da die Sättigungskurve sich wenig von einer Geraden unterscheidet, ist der Einfluß der Anfangstemperatur gering. Um das zu veranschaulichen, ist in der Tabelle I die Übersättigung für einige Expansionen und verschiedene Anfangstemperaturen berechnet worden[1]).

Tabelle I

Die Übersättigung s beträgt bei der Anfangstemperatur t in °C	30	20	10
und bei der Expansion n = 1,25	3,54	3,74	3,94
1,33	5,44	5,85	
1,38	8,04	8,48	

Wegen der einfachen Beziehung, die zwischen der Expansion und der Übersättigung besteht, genügt im Grunde genommen die Angabe einer dieser Größen, wobei die Expansion vorzuziehen ist, da sie sicher bekannt ist. Demgegenüber ist die errechnete Übersättigung ja nur eine maximale Übersättigung, die in Wirklichkeit nie erreicht wird. Die erforderlichen Temperaturabnahmen sind so groß, daß sicher ein Teil der Temperatursenkung noch während des Expansionsvorganges selbst durch Strahlung und Wärmeleitung von den Wänden der Kammer ausgeglichen wird. Schon Millikan[2]) hat auf die auffallend schlechte Übereinstimmung zwischen den errechneten und den wirklichen Temperaturen in einer Expansionskammer hingewiesen. Während also die Expansionswerte stets den Tatsachen entsprechen, sind die Übersättigungswerte überhaupt nicht als wirkliche Beobachtungsresultate zu werten. Noch nie ist z. B. im Laboratorium eine 8fache Übersättigung jemals wirklich festgestellt worden, da die durch Expansion erzeugten Übersättigungen einer meßbaren Erfassung nicht zugänglich sind. Es soll jedoch nicht behauptet werden, daß solche Übersättigungen überhaupt nicht möglich wären. Im Gegenteil, die Existenz der Zirruswolken beweist, daß in der Natur ganz enorme Übersättigungen vorkommen: anders kann man sich die Bildung kilometerlanger Fallstreifen aus einem begrenzten Quellgebiet heraus überhaupt nicht erklären. Aber in der freien Atmosphäre sind meines Wissens noch keine Übersättigungs-

1) Zeitschr. f. Phys. **112**, 569.

1) Die Tabelle I liefert vielleicht eine Erklärung für eine bei der Verwendung von Nebelkammern beobachtete Erscheinung: bei hohen Außentemperaturen (Sommer) ist es günstig, die Kammer durch einen feuchten Umschlag zu kühlen. Die hierdurch verursachte Verringerung der Anfangstemperatur führt zu einer etwas größeren Übersättigung.

2) Phys. Rev. **30**, 286. Note of the cause of the discrepancy usw.

messungen gemacht worden. Auch in diesem Sinne erscheint es erwünscht, wenn man länger andauernde Übersättigungen im Laboratorium herstellen könnte.

Um nun einer solchen Möglichkeit theoretisch näherzutreten, muß allerdings von vornherein auf eine Berücksichtigung der Konvektion, welche die Vorgänge in unübersichtlicher Weise beeinflußt, verzichtet werden[1]). Dementsprechend stellen die Resultate auch nur eine erste Annäherung an die tatsächlichen Verhältnisse dar. Unter dieser Voraussetzung können wir die von H. Gröber und S. Erk[2]) für feste Körper angegebene Methode der Berechnung zeitlich veränderlicher Temperaturfelder auch auf einen „gasförmigen Körper" anwenden und betrachten den am einfachsten zu verwirklichenden Fall eines Zylinders.

In einem unendlich lang angenommenen zylindrischen Gefäß befinde sich mit Wasserdampf gesättigte Luft bei 20° C. Die Wände des Gefäßes seien aus so dünnem Glase, daß der Einfluß der Wärmekapazität des Gefäßes auf die Vorgänge vernachlässigt werden kann. Der Zylinder werde von einem Gas, dessen Temperatur 0° C beträgt, in starkem Strom umspült. Damit wird der Zylinder sozusagen in ein Kältebad von unveränderlicher Temperatur gebracht. Außerhalb des zu untersuchenden Zylinders herrscht also während der ganzen Zeit die Anfangstemperatur 0° C. Um nun die Ausführungen von vornherein dem später beschriebenen Versuch anzupassen, setzen wir für den Zylinderradius $R = 2{,}5$ cm $= 0{,}025$ m. Dabei bedienen wir uns des technischen Kilogrammeterstundensystems, um die in diesem System berechneten und gezeichneten Diagramme auf S. 52 des erwähnten Buches von Gröber-Erk benutzen zu können. Die gleichfalls im technischen Maßsystem ausgedrückten Materialkonstanten für Luft sind:

die innere Wärmeleitfähigkeit

$$\lambda = 0{,}0208 \text{ kcal} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{Grad}^{-1},$$

die Dichte bei 20° C

$$\gamma = 0{,}0836 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3},$$

die spezifische Wärme

$$c_p = 0{,}172 \text{ kcal} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{Grad}^{-1},$$

die Wärmeübergangszahl

$$\alpha = 5 \text{ kcal} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{Grad}^{-1}.$$

Die Kurvenscharen der erwähnten Diagramme bestehen aus Kurven gleicher Werte der Größe

$$\frac{\lambda \cdot t}{c \cdot \gamma \cdot R^2} = \text{konst.}$$

Es empfiehlt sich nun auf Grund dieser Beziehung für die den einzelnen Kurven beigefügten Werte der Konstanten (0,01; 0,05 usw.) die den Kurven entsprechenden Zeiten (t) zu berechnen, anstatt die Zeiten willkürlich festzusetzen und dann zwischen den Kurven zu interpolieren. Dieser Hinweis liefert die Erklärung für die ungewöhnliche Wahl der Zeitpunkte. Aus demselben Grunde sind auch in den verschiedenen Beispielen die Temperaturen für jeweils andere Zeitpunkte berechnet worden. Im übrigen wird auf die Erläuterungen von Gröber-Erk und das Beispiel auf S. 57 ihres Buches verwiesen.

Die Ergebnisse der Berechnungen für den Luftzylinder sind in der Tabelle II wiedergegeben.

Tabelle II

Der Verlauf der Abkühlung eines Luftzylinders an dessen Oberfläche und in seiner Mitte

Zeit in Sekunden	Temperatur in °C	
	an der Oberfläche	in der Achse
0,24	11,0	20,0
1,20	6,4	20,0
2,4	4,2	18,4
6,0	2,2	10,4
12,0	0,6	3,8
24,0	0,0	0,4

Wir verwenden nun diese Zahlen, um nach der in Abb. 27, S. 58 l. c. geschilderten Art die Temperaturverteilung längs eines Halbmessers auf zeichnerischem Wege zu erhalten. Die Tangente der Temperaturkurven muß im Achsenpunkt des Zylinders aus Symmetriegründen horizontal verlaufen; aber auch an der Oberfläche des Zylinders ist die Richtung der Tangente bekannt. Die Subtangente ist nämlich für alle Kurven gleich dem Quotienten λ/α und beträgt in unserem Fall $0{,}0042$ m $= 0{,}42$ cm. Auf Grund dieser Angaben ist dann in Fig. 1 der Temperaturverlauf im Luftzylinder für die ersten 4 Zeitpunkte der Tabelle II aufgezeichnet worden. Es ist außerdem angegeben, bei welcher Temperatur bei Abwesenheit von Kondensation und Diffusion eine 2fache, 3fache usw. Übersättigung erreicht wird. Man sieht z. B., daß in einer Schicht nahe der Oberfläche bereits nach 3 Sekunden mit einer fast 3fachen Übersättigung zu rechnen ist. Wenn auch während dieser Zeit die Kondensation des Wasserdampfes an der Glaswand bereits begonnen haben sollte, so wird die Einbuße an Wasserdampf durch Diffusion aus der Mitte zur Wand wieder ausgeglichen. Somit kann man mit einer beträchtlichen Übersättigung im äußeren Teil des Zylinders rechnen. Der übersättigte Zustand wird bestehen bleiben, bis aller überschüssiger Wasser-

[1]) Auch Kompression und Dilatation werden nicht berücksichtigt.

[2]) Gröber-Erk, Die Grundgesetze der Wärmeübertragung. Berlin 1933. S. 50.

dampf an die Glasfläche diffundiert und dort kondensiert ist, er wird also von längerer Dauer sein als die Zeit, in der die Übersättigung einer Expansionskammer abklingt.

Es ist fernerhin zu erwarten, daß sich in der Nähe der Oberfläche Nebel bilden werden, wenn man die Temperatur des Kühlstromes genügend tief nimmt. Nach den Erfahrungen mit Expansionskammern ist für negative Ionen zur Nebelbildung eine 4fache, für positive Ionen eine

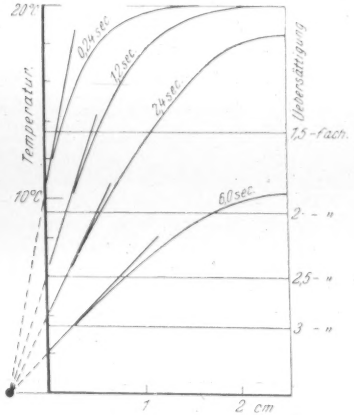


Fig. 1. Die zeitliche Veränderung des Temperaturverlaufes in einem gekühlten Luftzylinder. Außentemperatur 0° C.

6fache „maximale" Übersättigung erforderlich. Es ist aber bereits darauf hingewiesen worden, daß diese Zahlen nur für die eigentümlichen Verhältnisse bei den Expansionskammern gelten. Man ist daher berechtigt anzunehmen, daß bei der hier vorgeschlagenen Art der Abkühlung durch Wärmeleitung Nebelbildung bereits bei geringeren Übersättigungen zu beobachten sein wird.

Ein Versuch

Um diese Schlußfolgerungen zu prüfen, stand mir ein dünnwandiges, 9 cm langes zylindrisches Glasgefäß zur Verfügung, dessen Grundflächen mit aufgekitteten Plangläsern abgeschlossen waren. Zwei Zuleitungen zum Füllen des Zylinders waren vorhanden. Um das Gas mit Wasserdampf zu sättigen, wurde es in langsamem Strom durch eine mit Wasser gefüllte Flasche geleitet; hierdurch sowie auch durch einen Wattepfropfen wurden eventuell Staubkerne vernichtet. Gekühlt wurde das Gefäß durch Umspülen mit kalter expandierter Kohlensäure aus einer Flasche. Beleuchtet wurde mit einer Bogenlampe und durch die Plangläser beobachtet. Zum Füllen wurden Luft, Wasserstoff und Kohlensäure benutzt, doch konnten mit dieser Apparatur keine großen Unterschiede in der Begünstigung der Nebelbildung durch die verschiedenen Gase festgestellt werden. In der Tat zeigten auch die Berechnungen für Wasserstoff und Kohlensäure, daß die Unterschiede im Verlauf der Abkühlung wohl in der Mitte des Zylinders, wie erwartet, groß sind, daß sie aber in der Nähe der Oberfläche überraschenderweise sehr gering sind. Zur Veranschaulichung des Gesagten ist der Verlauf der Übersättigung an der Oberfläche des Zylinders für Wasserstoff und Luft in der Fig. 2 wiedergegeben. Man sieht, daß am Anfang die Luftfüllung sogar zu einer größeren Übersättigung Anlaß gibt als die Wasserstoffüllung.

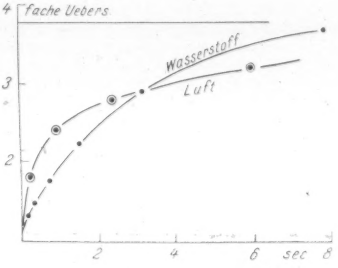


Fig. 2. Die zeitliche Veränderung der Übersättigung an der Oberfläche eines mit Luft bzw. Wasserstoff gefüllten Zylinders. Anfangstemperatur 20° C. Außentemperatur 0° C.

Bei der Beobachtung der Nebelbildung war die Anfangstemperatur 20° C. Die Temperatur des Kühlstromes wurde verschieden gewählt. Betrug diese 5° C, also von einer Temperaturdifferenz von 15° an, so bildeten sich im äußeren Teil des Zylinders Nebel. Auch nachdem die Kondensation an der Glaswand begann, blieb der Nebel weiter bestehen und konnte etwa $^1/_2$ Minute lang beobachtet werden. Bei tieferen Temperaturen des Kühlstromes, bis —5° C herab, war die Nebelbildung intensiver, hörte jedoch schneller auf. Der Temperaturdifferenz von 15° entspricht im günstigsten Falle eine 2,7fache Übersättigung. Da bei der Füllung Kondensationskerne vermieden worden waren, bestätigt dieses Resultat die Annahme, daß bei Abkühlung durch Wärmeleitung Nebelbildung bei geringeren Übersättigungen eintritt, als man nach den Angaben der Expansionskammern zu erwarten geneigt ist.

Posen, Universität, im Juli 1940.

(Eingegangen 10. Juli 1940.)

Negative Charakteristik der Pfeifenzunge

Von J. Zahradníček und R. Nespor

Mit Tafel XV

Die freien Eigenschwingungen der mechanischen oder elektrischen Oszillatoren sind infolge von Energieverlusten gedämpft. Die Gravitationsenergie bzw. die elastische oder elektrische Energie geht in kinetische Energie und in Energie der Verluste, die mit der Bewegung zusammenhängen, über. Allgemein gilt für die Energie der freien Schwingungen die Beziehung

$$E_{\text{kin.}} + \begin{cases} E_{\text{grav.}} \\ E_{\text{elast.}} \\ E_{\text{elektr.}} \end{cases} + E_{\text{verl.}} = A^2 .$$

Die in dem schwingenden System aufgespeicherte Energie A^2 geht in kürzerer oder längerer Zeit (je nach Größe der Dämpfung) „verloren", wobei sie sich in Wärme umwandelt. Damit ungedämpfte Schwingungen entstehen, die dadurch charakterisiert sind, daß die Gravitations- bzw. elastische bzw. elektrische Energie E_1, sich in die kinetische Energie E_2 umwandelt und umgekehrt wieder die Energie E_2 sich in die Energie E_1 usw. verlustlos umwandelt, ist es nötig, dem Oszillator von außen Energie zuzuführen, und zwar derart, daß die Energieverluste während der einzelnen Perioden der Bewegung ersetzt werden. Es muß daher für jede Periode der Schwingung die Bedingung

$$E_{\text{verl.}} = \begin{cases} \int P v'^2 dt \\ \int P q'^2 dt \end{cases} \geqq \int d E_{\text{vom außen}}$$

erfüllt sein, wo P den Koeffizienten des Systems, der mit der Dämpfung zusammenhängt, bedeutet.

Diese Bedingung, die zuerst für ungedämpfte elektromagnetische Schwingungen (welche mit dem Lichtbogen erregt wurden) ausgesprochen wurde, ist die Bedingung der sog. fallenden oder negativen Charakteristik[1]) der Hilfsvorrichtung, in diesem Falle des Lichtbogens.

Ganz ähnliche Verhältnisse, wie sie bei den elektromagnetischen Schwingungen bestehen (die durch den Lichtbogen erzeugt werden), gelten bei den mechanischen Schwingungen, z. B. beim Pendel oder bei den Pfeifen. Die Hilfsvorrichtung, die eine negative Charakteristik haben muß und dadurch die ungedämpften Schwingungen des Pendels oder der Pfeife unterhält, ist das Steigrad mit dem Anker und die Pfeifenzunge. Diese Vorrichtung gibt die von außen zugeführte Energie frei — bei der Pendeluhr die Gravitationsenergie des Gewichts oder die elastische Energie der Stahlfeder, bei der Pfeifenzunge die Druckenergie des Blasebalgs bzw. der Pfeifenkammer —, und zwar derart, daß die Energieverluste während der einzelnen Perioden gedeckt sind.

Beim elektrischen Lichtbogen bilden wir ein Netz statischer Charakteristiken — Kennlinien — auf die Weise, daß wir für bestimmte Werte (e, i) im Kreise des Bogens die Länge des Bogens ändern, wobei sowohl die durch den Bogen gehende Stromintensität i, als auch die am Bogen befindliche Spannung e als Funktionen der Bogenlänge δ

$$i = f_1(\delta) , \qquad e = f_2(\delta) ,$$

bestimmt werden. Aus beiden Kurven konstruieren wir durch Elimination von δ die Kennlinie

$$e = f(i) .$$

Ähnlich verfahren wir bei der Konstruktion der statischen Kennlinien der Pfeifenzunge. Die Pfeifenkammer ist mit einer mikrometrischen Schraube versehen, welche senkrecht gegen die Länge der Zunge gestellt ist, und zwar in der Schwingungsebene derselben (Fig. 1). Die Zunge

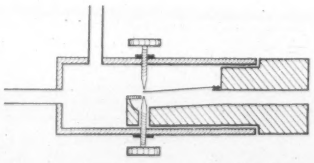


Fig. 1. Die Pfeifenzunge mit der Kammer.

wird aus der Ruhelage, z. B. zu je $^1/_5$ mm abgelenkt und in der neuen Lage festgehalten, was mittels einer zweiten mikrometrischen Schraube geschieht. Für jeden Ausschlag der Zunge messen wir sowohl den Überdruck p in der Pfeifenkammer (mittels eines Wassermanometers), als auch die Geschwindigkeit der aus der Kammer

1) H. Barkhausen, Das Problem der Schwingungserzeugung mit besonderer Berücksichtigung schneller elektrischer Schwingungen. Leipzig 1907. Vgl. auch Wien-Harms, Handbuch der Experimentalphysik, XVII 1, 75. Leipzig 1934; J. Zahradníček, Zur Tonbildung in Lippenpfeifen. Physik. Zeitschr. **34**, 602, 1933; Derselbe, Über die Erregung von ungedämpften mechanischen Schwingungen (tschech. mit deutscher Zusammenfassung). Schriften der naturwissenschaftlichen Fakultät der Masaryk-Universität Nr. 198, Brünn 1934; Derselbe, Sur la charactéristique descendente de la languette d'un tuyau (tschech. mit französischer Zusammenfassung), Schriften der naturwissenschaftlichen Fakultät der Masaryk-Universität Nr. 226, Brünn 1936.

ausströmenden Luft (die Volumsgeschwindigkeit — Stromintensität — $j = \frac{dv}{dt}$). Durch Änderung des anfänglichen Druckes in der Pfeifenkammer bzw. durch Änderung des aerodynamischen Widerstandes im Kreise mit der Zunge erhalten wir ein Kurvennetz, das die Abhängigkeit des Druckes p und der Stromintensität j von dem Ausschlag der Zunge δ (aus der Nullage)

$$p = f_1(\delta), \qquad j = f_2(\delta)$$

angibt. Aus beiden Kurvenreihen konstruieren wir dann ein Netz statischer Kennlinien

$$p = f(j).$$

Sind l, s die Länge und Breite der durchschlagenden Zunge und δ ihr Ausschlag aus der Ruhelage, dann gilt für die Volumsgeschwindigkeit der ausströmenden Luft, d. i. für die Stromintensität j die Beziehung

$$j = \frac{dv}{dt} = (l + s)\,\delta \cdot u,$$

wo die lineare Geschwindigkeit u mit dem Überdruck p durch die Torricelli-Bernoullische Gleichung

$$p = \tfrac{1}{2}\varrho u^2$$

verknüpft ist. Für die aufschlagende Zunge gelten ähnliche Beziehungen. Die Volumsgeschwindigkeit ist in diesem Falle

$$j = \frac{dv}{dt} = (l + s)(\delta_0 + \delta)\,u,$$

wo $\delta \leq \delta_0$ von der Ruhelage positiv oder negativ gerechnet wird[1]).

Die Messungen der Kennlinien wurden an Orgelpfeifen verschiedener Schwingungszahl durchgeführt; wir führen von denselben nur Messungen an einer Pfeife von der Schwingungszahl 32 Hz (contra C) an. Die Kammer war mit zwei Glasfenstern, die sich auf zwei gegenüberliegenden Seiten befanden, und mit zwei mikrometrischen Schrauben versehen, um die Zunge jeweils in die neue Lage zu bringen und sie auch dortselbst befestigen zu können (Fig. 1). Die Berührung der mikrometrischen Schraube mit der Zunge wurde auf elektrischem Wege festgestellt — durch eine Glimmlampe, welche in einen Stromkreis mit der Pfeifenzunge eingeschaltet war. Durch ein Wassermanometer wurde der Luftdruck in der Kammer für die einzelnen Ausschläge der Zunge gemessen, und zwar in einem weiteren Bereich, als in dem die Zunge unter gewöhnlichen Verhältnissen schwingt. Aus den Messungen führen wir die entsprechenden Kurven aus, wobei der Überdruck in der Kammer in cm Wassersäule und die Stromintensität bis auf einen konstanten Faktor in $\delta \| \Delta p$ angeführt ist. Aus beiden Kurvenreihen $p = f_1(\delta)$ und $j = f_2(\delta)$ wurde das Kennliniennetz dargestellt (Fig. 2).

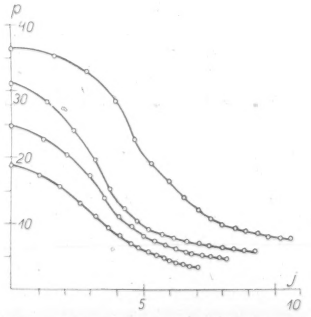


Fig. 2. Kennlinien einer Pfeifenzunge.

Durch Versuche überzeugen wir uns davon, daß die Zungenpfeife nur in dem Bereich schwingt, in dem die Charakteristik derselben eine fallende ist. Analog wie beim Lichtbogen $\frac{de}{di} < 0$ gilt für die Kennlinie der Pfeifenzunge

$$\frac{dp}{dj} < 0, \quad j = \frac{dv}{dt}.$$

Im Falle der ungedämpften Schwingungen des Pendels, das durch ein Gewicht betrieben wird, hat die Barkhausensche Beziehung für das Steigrad mit dem Anker die Form

$$\int P q'^2 dt = \int \alpha m g dh,$$

1) Im Falle des elektrischen Lichtbogens bzw. der Pfeifenzunge hat die Barkhausensche Bedingung analoge Form, und zwar

$$\int r i^2 dt \gtrless \int e i dt, \qquad \int P j^2 dt \gtrless \int p j dt,$$

wobei die Größen e, p; i, j; r, P einander entsprechen.

Die Stromintensität j kann auch mit einem Gasmesser bestimmt werden.

In absoluten Einheiten drücken wir P in Erg aus:

$$p = S\,g\,h;$$

dabei bedeutet S die Dichte der Manometerflüssigkeit, h die Höhendifferenz in beiden Schenkeln des offenen Manometers. Bei der Stromintensität

$$j = (l + s) \cdot (\delta_0 + \delta) \cdot u$$

betrug in unserem Falle $l = 11{,}4$ cm, $s = 1{,}71$ cm, $\delta_0 = 2{,}25$ mm.

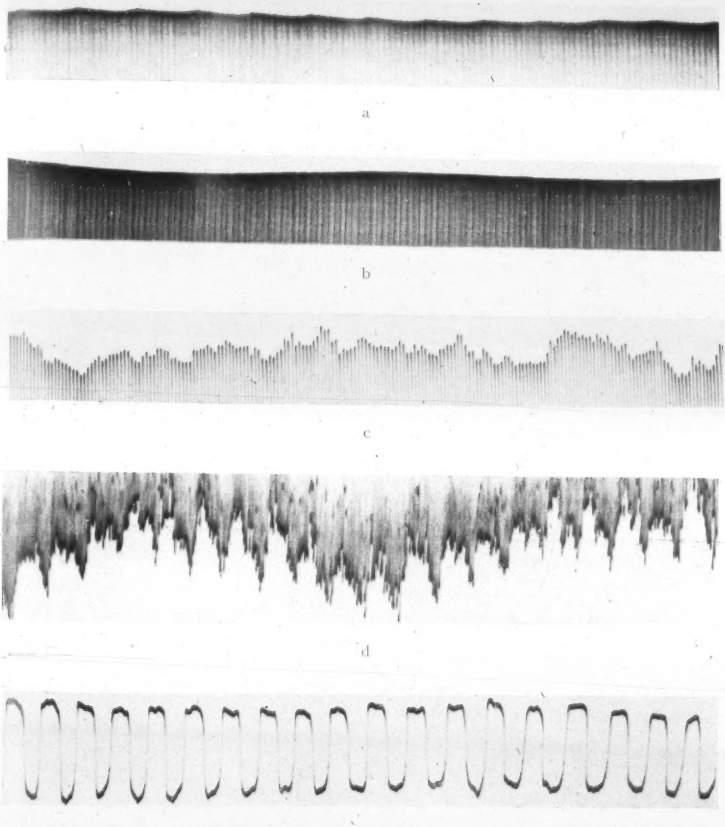


Fig. 3. Autogramme von ungedämpften Schwingungen mit unkonstanter Amplitude: a), b) Autogramm eines Sekundenpendels, c) eines Metronoms, d) einer Zunge, e) Atemautogramm

wo m die Masse des Gewichts, das den Gang des Pendels reguliert, α dann einen Zahlenkoeffizienten, der von den Konstanten des Uhrwerks und der Pendelgeschwindigkeit q'

$$\frac{dh}{dt} = a\frac{dq}{dt}$$

abhängt, bedeuten. Mit wachsender Geschwindigkeit q' des Pendels sinkt der Wert des Koeffizienten α und umgekehrt. Ähnliche Verhältnisse herrschen beim Pendel, das von einer elastischen Feder betrieben wird.

Es ist interessant zu bemerken, daß es sehr umständlich ist, ungedämpfte mechanische Schwingungen gleichbleibender Amplitude zu erregen. Die Gleichheitsbedingung

$$\int dE_{\text{verl.}} = \int dE_{\text{zugef.}}$$

ist nicht für jede einzelne Periode genau erfüllt, was sich in der veränderlichen Amplitude der Schwingungen zeigt. Die Amplitude wächst und sinkt in dem Maße, in dem sich die von außen zugeführte Energie ändert. Als Beispiel führen wir ein Autogramm (Fig. 3) eines 0,5 kg bzw. 2 kg schweren, mit einem Gewicht von 3 kg bzw. 4 kg betriebenen Pendels (ein Sekundenpendel) an, eines weiteren Pendels, das von einer elastischen Feder betrieben wird (ein Mettonom) und schließlich einer Pfeifenzunge, die mit dem elektrischen Blasebalg erregt wird (gewählt wurde eine Zunge, deren Frequenz im subakustischen Gebiet lag: 4 per/sec). Von der Veränderlichkeit der Schwingungsamplitude der Pfeifen überzeugen wir uns z. B. mittels des Kathodenoszillographen, welcher mit einem Mikrophon verbunden ist. Außerdem ist ein Atemautogramm einer ruhig sitzenden Person angeführt, welches mit dem Martensschen Sonometer in Verbindung mit der Atmungsmaske aufgefangen wurde.

[1]) Die Autogramme wurden auf photographischem Wege an Zylindern von verschiedenen Umlaufszeiten registriert, und zwar betrug die Umlaufszeit der Trommel beim Autogramm a, b 100 Minuten, bei d 12 Minuten, bei c, e 50 Sekunden.

Brünn, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 10. März 1940)

Das Äquivalenzprinzip der allgemeinen Relativitätstheorie

Erwiderung auf den Aufsatz von K. Sapper[1])

Von Aloys Wenzl

Der Widerspruch, den der Verfasser zwischen den Messungen eines Beobachterpaares A im Fall G (ruhendes System in einem homogenen Schwerefeld) und B (gleichförmig nach oben beschleunigtes System in einem gravitationsfreien Raum) feststellen zu müssen glaubt und aus dem er die Ungültigkeit des Äquivalenzprinzips für optische Vorgänge folgert, beliebt sich durch folgende Überlegungen:

1. Wenn die beiden Beobachter M und M' im Falle B (Fig. 2, S. 664) „etwa mit Hilfe des Fizeauschen Zahnradversuches" die Lichtgeschwindigkeit messen, so erhalten sie denselben Wert; dem stimmt Herr Sapper zu. Er macht aber geltend, daß die entsprechenden Beobachter im Fall G, da sie unter verschiedenem Gravitationspotential stehen, verschiedene Werte erhalten. Das ist nicht richtig. Auch sie erhalten, jeder an seinem Ort, denselben Wert (ebenso wie sie am Ort keine Frequenzverschiebung feststellen können); das heißt nichts anderes als: In jedem Lokalsystem gilt die spezielle Relativitätstheorie. Wenn aber nun M die Lichtgeschwindigkeit (oder Frequenz) eines von M' kommenden Strahles von sich aus feststellt, so erhält er einen größeren Wert als bei sich und als ihn auch M' selbst bei sich erhält. Genau derselbe ist aber auch im Fall B zu erwarten, wenn M einen Vorgang bei M' von sich aus beurteilt. Und umgekehrt erhält M' bei Beobachtung eines von M ausgehenden Lichtstrahls für diesen eine kleinere Geschwindigkeit und eine Rotverschiebung, also andere Werte, als sie M am Ort erhält und als sie M' an Ort erhalten würde, und das gilt wiederum ebenso für den Fall G wie für den Fall B. Kurz, M und M' erhalten allerdings in ihrer Umgebung dieselben Werte, weil sie ja beide Male unter denselben Bedingungen stehen, das eine Mal in gleichförmiger Beschleunigung, das andere Mal im homogenen Schwerefeld, aber M beobachtet von M' auch beide Male andere Werte als bei sich, anschaulich gesprochen, das Licht „fällt" in beiden Fällen; M beobachtet eine größere Geschwindigkeit des von M' ausgegangenen Lichtes und umgekehrt M' einen geringeren Wert als M selbst; denn bei der Ankunft herrschen eben jeweils andere Verhältnisse als bei dem Abgang.

Sapper beruft sich auf die Objektivität der Lichtstrahlenkrümmung; aber diese tritt eben auf, wenn wir Licht empfangen, das durch ein inhomogenes Schwerefeld ging, und seine Bahn

[1]) Physik. Zeitschr. **40**, 663, 1939.

auf ein euklidisches System beziehen, auf das wir unsere lokalen Maßstäbe übertragen. Dafür gibt es kein anschaulich vorstellbares äquivalentes Beschleunigungssystem. Das Irreführende für Sapper war, daß er in den Formeln

$$c_1 = c_0\left(1 + \frac{\Phi_1}{c^2}\right), \qquad c_2 = c_0\left(1 + \frac{\Phi_2}{c^2}\right)$$

Φ_1 und Φ_2 als objektive absolute Werte annimmt, während sie nur relative Größen sind und nur die Potentialdifferenzen in die Beobachtung eingehen, so daß für M die L.-G. in M'

$$c_2 = c_1\left(1 + \frac{1\Phi}{c^2}\right)$$

wird.

2. In einem zweiten Gedankenexperiment setzt Sapper zunächst ein ruhendes Gravitationsfeld mit einer ihm gegenüber ruhenden Lichtquelle äquivalent einem beschleunigten System, außerhalb dessen sich eine ruhende Lichtquelle befindet. Das sind aber nicht äquivalente Fälle im Sinne des Äquivalenzprinzips; für den Vergleich müßte vielmehr dem samt der Lichtquelle im Gravitationsfeld ruhenden System ein beschleunigter Kasten entsprechen, auf dessen Boden die Lichtquelle mitbewegt wird, so daß die Entfernungen Lichtquelle-M und Lichtquelle-M' in beiden Fällen konstant bleiben. Sapper macht sich denn auch selbst diesen Einwand. Aber er erklärt unter Berufung auf das de Sittersche Prinzip, daß das keinen Unterschied ausmache; weil die Lichtgeschwindigkeit unabhängig von der Bewegung der Lichtquelle sei. Aber man muß natürlich ein Bezugssystem hinzudenken, das man für „berechtigt" erklärt, und Sapper denkt hier absolutistisch. Legt man aber die spezielle Relativitätstheorie zugrunde, so heißt das, daß das Licht unabhängig von der Bewegung der Lichtquelle in jedem Inertialsystem die Geschwindigkeit c hat; d. h. wenn von der Lichtquelle am Boden des Kastens ein Signal ausgeht, so hätte es für die Kasteninwohner die Geschwindigkeit c, gleichviel welche Anfangsgeschwindigkeit der Kasten im Augenblick der Emission hatte, wenn er sie nur behielte. Infolge der wachsenden Geschwindigkeit aber trifft das Licht relativ zu M' mit einer anderen Geschwindigkeit ein wie zu M. Diese Differenz aber ändert sich nicht. Denn die jeweils höhere Geschwindigkeit des Kastens schon beim Abgang des Strahles zu späteren Zeitpunkten geht in die Beobachtung nicht ein, nur die während der Laufzeit des Lichtes erfolgte zusätzliche Beschleunigung[1]).

1) Im ersten Gedankenexperiment (Lichtquelle außer dem Kasten), das aber, wie gesagt, nicht dem Äquivalenzprinzip entspricht, würde der Dopplereffekt für M und M' allerdings mit der Zeit zunehmen, aber der jeweilige Unterschied zwischen M und M' bliebe nichtsdestoweniger derselbe.

Es ist in der Tat von vornherein nicht als möglich zu erwarten, daß sich ein Widerspruch zwischen den Fällen B und G bei optischen Experimenten ergibt; denn das Äquivalenzprinzip ist ja gerade als heuristische Vorstellung zur Auffindung der Schwerefeldeffekte zugrunde gelegt, und zwar nicht nur für mechanische Vorgänge, und die Gleichungen im Schwerefeld werden aus den für Beschleunigungssysteme gültigen unter Zugrundelegung der speziellen Relativitätstheorie hergeleitet. Man müßte diese angreifen, wenn man die Unzulässigkeit der allgemeinen Relativitätstheorie erweisen wollte, die auf der speziellen Relativitätstheorie und der Äquivalenz von Schwere und Beschleunigung beruht, und müßte zu einem absolutistischen Standpunkt zurückkehren.

München, im Dezember 1939.

(Eingegangen 28. Dezember 1939)

Das Äquivalenzprinzip der allgemeinen Relativitätstheorie

Von Karl Sapper

Auf meinen Artikel[1]) über das Äquivalenzprinzip (ÄPr.) sind Entgegnungen von Dr. Weizsäcker[2]) und Prof. Wenzl[3]) erschienen, auf die ich im folgenden erwidern möchte. Ich wiederhole zunächst in Kürze die Grundgedanken meiner Abhandlung mit einigen durch die Kritik gebotenen Abänderungen und Ergänzungen.

Der Ausgangspunkt bei der Aufstellung des ÄPr. war für Einstein die beschleunigte Bewegung eines Systems („Kastens") nach „oben" (Beschleunigung g) im gravitationsfreien Felde. Als Bezugsystem für diese wie auch für alle übrigen, im folgenden erwähnten Bewegungen und Geschwindigkeiten soll nun nicht wie in meiner früheren Abhandlung ein außerhalb des Kastens gelegenes Bezugsystem K_0, sondern ein Gegenstand S, der sich im Kasten befindet, jedoch an dessen Bewegung nicht teilnimmt, gewählt werden (Figur 1).

Betrachten wir zunächst den „Fall B": der Kasten bewegt sich beschleunigt im gravitationsfreien Felde nach „oben". In dem Moment, in dem der Kasten seine Bewegung beginnt, soll von L' ein Signal zu dem Beobachter in M' abgehen. Ist $L'M' = h$ und handelt es sich um ein Lichtsignal, so braucht das Signal bis zu seinem Eintreffen in M' annähernd die Zeit h/c. In dem Augenblick, in dem das Signal in M' eintrifft, hat der Beobachter (der mit dem Kasten fest

1) Physik. Zeitschr. **40**, 663, 1939.
2) Physik. Zeitschr. **40**, 667, 1939.
3) Physik. Zeitschr. **41**, 421, 1940.

verbunden ist) annähernd die Geschwindigkeit $g \cdot h/c$. Er wird also einen Doppler-Effekt feststellen, entsprechend der Gleichung I:

$$\nu_1 = \nu_0 \left(1 - \frac{gh}{c^2}\right).$$

(ν_0 die Frequenz der Strahlung beim Abgang von L', ν_1 die Frequenz derselben Strahlung für den Beobachter in M' bei ihrem Eintreffen in M'.)

Im Falle G tritt, an Stelle der beschleunigten Bewegung im gravitationsfreien Felde, ein Gravitationsfeld (mit entgegengesetzt gerichteter, gleichgroßer Beschleunigung g), in dem der Kasten ruht. Das ÄPr. erfordert nun, daß der Beobachter in M' denselben Doppler-Effekt beobachtet wie im Falle G; wenn der Wert des Gravitationspotentials im Punkte $M' = \Phi$ ist, so muß für die Frequenz der Strahlung, die zu dem Beobachter in M' kommt, die Gleichung

$$\nu_1 = \nu_0 \left(1 - \frac{gh}{c^2}\right) = \nu_0 \left(1 - \frac{\Phi}{c^2}\right)$$

gelten.

Da sich nun im Falle G weder h noch g ändert, so wird der Beobachter in M' für alle zeitlich aufeinanderfolgenden Signale, die von L' zu ihm kommen, stets denselben Doppler-Effekt beobachten müssen.

Fig. 1

Ganz anders liegt die Sache im Falle B. Wir wollen annehmen, daß die Signale in gleichen zeitlichen Abständen von L' abgehen. Das erste Signal soll in demselben Moment t_0 von L' abgehen, in dem die beschleunigte Bewegung des Kastens und des mit ihm verbundenen Beobachters beginnt. Die Geschwindigkeit der in M' eintreffenden Signale muß dann für den Beobachter in M' stetig abnehmen, denn er nimmt ja an der beschleunigten Bewegung seines Systems teil, während die Geschwindigkeit der Signale unverändert bleibt. Die Lichtquelle nimmt zwar auch an der beschleunigten Bewegung des Kastens teil, aber nach dem Prinzip von de Sitter wird ja die Lichtgeschwindigkeit von der Bewegung der Lichtquelle nicht beeinflußt. Da somit der Beobachter mit immer größer werdender Geschwindigkeit den in M' eintreffenden Signalen gleichsam „davonläuft", so muß sich also im Falle B der von ihm zu beobachtende Doppler-Effekt entsprechend ändern – im Unterschied vom Falle G, wo dieser Effekt gleichbleiben muß, und somit auch im Widerspruch zum ÄPr.

Wenzl versucht nun in seiner Entgegnung auf meine frühere Abhandlung die Unveränderlichkeit der Doppler-Effekte auch für den Fall B zu beweisen. Nehmen wir an, daß in einem Zeitpunkt t_0 die Bewegung von Kasten und Beobachter beginnt und auch das erste Signal von L' nach M' abgeht, so soll nach Wenzl für die Größe der Doppler-Effekte in M' nicht diejenige Geschwindigkeit des Beobachters maßgebend sein, die er seit dem Moment t_0 beim Eintreffen der einzelnen Signale jeweils erreicht hat, sondern nur die Zusatzgeschwindigkeit, die er während der Laufzeit jedes einzelnen Signals erhält. Da diese Zusatzgeschwindigkeit für alle Signale dieselbe sein soll, so ist auch der vom Beobachter festgestellte Doppler-Effekt für alle Signale derselbe, also das ÄPr. für die Fälle B und G erfüllt!

Allein es ist absolut kein Grund einzusehen, weshalb beim Eintreffen der Signale in M' für den Beobachter bei den Doppler-Effekten nur die Zusatzgeschwindigkeit, also die Zunahme seiner Geschwindigkeit während der Laufzeit jedes einzelnen Signals maßgebend sein soll, und nicht vielmehr einfach die Geschwindigkeit, die er (relativ zu S) seit dem Moment t_0 erlangt hat. Wenzl nennt diese meine Auffassung „absolutistisch".

Beim Eintreffen des ersten Signals in M' hat der Beobachter dort infolge seiner Teilnahme an der beschleunigten Bewegung annähernd die Geschwindigkeit $g\,h/c$. Wenn der Beobachter infolgedessen einen Doppler-Effekt feststellt, so ist dies für Wenzl einwandfrei. Wenn nun aber beim Eintreffen des zweiten Signals der Beobachter infolge derselben beschleunigten Bewegung des Kastens etwa die Geschwindigkeit $2\,g\,h/c$ erlangt und nun einen dieser veränderten Geschwindigkeit entsprechend veränderten Effekt feststellt, so soll diese Auffassung „absolutistisch" sein! Da die Bewegung des Beobachters in allen ihren Phasen auf das System S bezogen wird, ist der Vorwurf, es werde in meiner Abhandlung eine absolute Bewegung eingeführt, sinnlos. Für die eigene Auffassung Wenzls, daß beim Eintreffen des zweiten und aller weiteren Signale nicht wie beim ersten einfach die seit t_0 erreichte Geschwindigkeit des Beobachters, sondern nur die während der Laufzeit eines jeden Signals erlangte Zusatzgeschwindigkeit für die Größe der Doppler-Effekte bestimmend sein soll: für diese Auffassung scheint mir

jede Begründung zu fehlen. Auch der Versuch, die Situation durch die Berufung auf die spezielle Relativitätstheorie zu retten, ist völlig unverständlich, da wir es ja in unserem Gedankenexperiment mit einer beschleunigten Bewegung des Systems und des Beobachters zu tun haben, und weit und breit kein Inertialsystem vorhanden ist, das doch die Voraussetzung der Anwendbarkeit der SRT. bildet!

Der Versuch Wenzls, die Konstanz der Doppler-Effekte auch für den Fall B zu erweisen, beruht auf zwei Annahmen:

1. Es kommt für den Doppler-Effekt jedes Signals nur auf die Zusatzgeschwindigkeit an, die der Beobachter während der Laufzeit jedes Signal erlangt, und
2. diese Zusatzgeschwindigkeit, also die Zunahme der Geschwindigkeit des Beobachters während der Laufzeit jedes Signals, ist dieselbe, weshalb auch die Doppler-Effekte dieselben bleiben.

Aber ist denn die Geschwindigkeitszunahme des Beobachters wirklich bei allen Signalen dieselbe?

Wir haben bisher angenommen, daß die Zeit h/c, welche das Signal zum Durchlaufen der Strecke $L'M'$ braucht, identisch ist mit der Zeit, welche es braucht, um von L' zu dem Beobachter in M' zu kommen. Wir haben dabei nicht berücksichtigt, daß $L'M'$ ja nicht ruht, sondern sich beschleunigt von dem Lichtsignal fortbewegt, so daß also das Signal, wenn es von L' nach M' kommt, eine etwas größere Strecke als h zu durchlaufen hat und hierzu eine Zeit $\frac{h}{c} + \Delta t$ braucht. Für die ersten Signale, wo die Geschwindigkeit von Kasten und Beobachter gegenüber der Lichtgeschwindigkeit noch sehr klein ist, braucht der Zuwachs Δt sicher nicht berücksichtigt zu werden.

Nun können wir ja aber den Versuch beliebig lang fortsetzen, so daß sich die Geschwindigkeit des Kastens und des Beobachters in M' schließlich der Grenzgeschwindigkeit nähern muß. Ebenso können wir h, d. h. den Abstand zwischen L' und M', beliebig groß annehmen, so daß die Zeit, welche das Signal braucht, um diesen Abstand zu durchlaufen, einen beträchtlichen Wert annimmt. Es ist klar, daß die Zeit, welche das Signal braucht, um von L' zu dem immer schneller von ihm sich wegbewegenden Beobachter in M' zu kommen, bei den späteren Signalen immer größer werden muß, da ja die Lichtgeschwindigkeit selbst nach dem Prinzip von de Sitter sich nicht ändern soll, trotzdem die Lichtquelle an der Beschleunigung des Systems teilnimmt.

Wenn nun aber die Zeit, die das Signal vom Abgang in L' bis zum Eintreffen in M' braucht, stetig zunimmt und zuletzt der Unterschied der Laufzeiten für die späteren gegenüber den früheren Signalen sehr beträchtlich wird, so ist offenbar auch die Geschwindigkeitszunahme des Beobachters während der Laufzeit der einzelnen Signale verschieden. Wenn also, wie Wenzl meint, der Doppler-Effekt nur von dieser Zunahme abhängt, so kann er trotzdem nicht konstant bleiben, da sich ja die Zunahme selbst im Laufe der Zeit ändert.

Im Laufe der Diskussion unseres Problems ist der Gedanke ausgesprochen worden, daß der Doppler-Effekt in unserem Gedankenexperiment von der konstanten Beschleunigung, nicht aber von der veränderlichen Geschwindigkeit des Beobachters abhänge und aus diesem Grunde zeitlich unveränderlich sei. Nun wird es sehr schwierig sein, sich vorzustellen, wie überhaupt ein Doppler-Effekt zustande kommen soll, wenn für ihn nicht die jeweilige Geschwindigkeit des Beobachters relativ zur Lichtbewegung, sondern seine Beschleunigung maßgebend sein soll. Vor allem aber ist zu bedenken, daß die Beschleunigung naturgemäß für alle Orte des beschleunigten Systems dieselbe ist. Wenn also wirklich nur die Beschleunigung, nicht die jeweilige Geschwindigkeit des Beobachters für die Größe des Doppler-Effektes bestimmend wäre, so müßte der Effekt für alle Beobachter an allen Stellen des Systems derselbe sein, also z. B. auch für einen Beobachter am Anfangspunkt des Systems, für den beim Beginn der Bewegung, also beim Abgang eines ersten Signals zur Zeit t_0 die Geschwindigkeit noch $= 0$ ist! Diese absurde Konsequenz dürfte wohl beweisen, daß die ihr zugrunde liegende Vorstellung — die Beschleunigung des Systems ist direkt für den Doppler-Effekt maßgebend — zweifellos falsch ist.

Die Kritik Weizsäckers an dem in Rede stehenden Gedankenexperiment deckt sich im wesentlichen mit der Kritik Wenzls. Doch findet sich bei Weizsäcker ein neuer, beachtenswerter Gesichtspunkt: „Den immer wachsenden Doppler-Effekt, den L' von K aus gesehen zeigt, nimmt der Beobachter in K' wegen seiner immer wachsenden Zeitdilatation nicht wahr[1]." Diese Worte sind wohl so zu verstehen, daß der Beobachter (etwa in M') infolge der (durch die beschleunigte Bewegung verursachten) Zeitdilatation die Geschwindigkeit der zu ihm gelangenden Signale in demselben Maße vergrößert findet, in dem diese Signale von demselben Beobachter infolge seiner beschleunigten Bewegung verzögert erscheinen;

1) a. a. O., S. 667.

die beiden Effekte kompensieren sich, so daß die Geschwindigkeit der Signale und damit auch die von dieser Geschwindigkeit abhängigen Doppler-Effekte werden von dem Beobachter auch im Falle B ebenso wie im Falle G, konstant gefunden wird. Damit scheint das ÄPr. erfüllt zu sein.

Allein, die Schwierigkeit dürfte damit doch nicht überwunden sein. Denken wir uns die Lichtquelle in L' durch ein Gewehr, die Lichtsignale durch abgeschossene Gewehrkugeln ersetzt. Im Falle G fliegen die Kugeln der Gravitationskraft entgegen und kommen daher mit einer gegenüber der Abschußgeschwindigkeit v verringerten Geschwindigkeit v' zu dem Beobachter in M'. Diese Geschwindigkeit ändert sich naturgemäß nicht; der Beobachter bleibt ja in Ruhe und die Gravitationskraft bleibt unverändert.

Im Falle B bewegt sich der Beobachter mit zunehmender Geschwindigkeit von den Kugeln weg. Trotzdem fliegen alle Kugeln an M' mit derselben Geschwindigkeit v' vorbei (v' wird, wie im Falle G, etwas kleiner als v); aber diese Geschwindigkeit bleibt für alle an M' vorbeifliegenden Kugeln konstant, da das Gewehr ja auch an der beschleunigten Bewegung des Systems teilnimmt und die Kugeln beim Abschuß eine stetig sich vergrößernde Abschußgeschwindigkeit mitbekommen. Wir sehen an diesem Beispiel, daß in der Tat das ÄPr. für mechanische Vorgänge erfüllt ist.

Nun muß aber die durch die beschleunigte Bewegung des Beobachters verursachte Zeitdilatation bei der Abschätzung der Geschwindigkeit der Gewehrkugeln natürlich ebenso berücksichtigt werden, wie früher bei den Lichtsignalen. Das haben wir bei der oben angestellten Beurteilung der Geschwindigkeit der am M' vorbeifliegenden Kugeln offenbar versäumt! Wir haben diese Geschwindigkeit als konstant gefunden, weil Gewehr und Kugeln an der beschleunigten Bewegung des Systems teilnehmen, an der auch der Beobachter teilnimmt. Wenn nun die Zeitdilatation des Beobachters als ein neues Moment hinzutritt, demzufolge die Geschwindigkeit der Kugeln dem Beobachter vergrößert erscheint, so kann ihm diese Geschwindigkeit bei den aufeinanderfolgenden Kugeln offenbar nicht mehr als konstant erscheinen; wenn also der Doppler-Effekt von dieser Geschwindigkeit abhängt, so kann er nicht mehr wie im Falle G konstant sein.

Mit andern Worten: Wenn die Zeitdilatation des Beobachters die Übereinstimmung der Geschwindigkeiten und Doppler-Effekte im Falle B und G für die Optik „rettet", so geht sie für die Mechanik verloren, und mit ihr das ÄPr.

Man kann aber den Hinweis Weizsäckers auf die Zeitdilatation noch anders für unser Problem auswerten. Bei allen bisherigen Betrachtungen war der springende Punkt ja immer die Relation zwischen der Geschwindigkeit der Signale und der Geschwindigkeit des Beobachters infolge der Beschleunigung seines Systems; von dieser Relation hängt ja doch die Größe der Doppler-Effekte ab. Nun ist aber nicht einzusehen, warum die Zeitdilatation nur auf das eine Glied dieser Relation, nämlich auf die Geschwindigkeit der Signale sich auswirken soll, nicht vielmehr auch auf die Bewegung und Geschwindigkeit des Kastens und des mit ihm verbundenen Beobachters! Ist dies aber der Fall, erscheint also die Bewegung des Kastens und damit auch die eigene Geschwindigkeit des Beobachters infolge der Zeitdilatation vergrößert, ist also nicht nur die Geschwindigkeit der Signale vergrößert, so bleibt natürlich das Verhältnis dieser beiden Geschwindigkeiten von der Zeitdilatation unberührt; d. h. im Falle B läßt sich dann die Übereinstimmung mit dem Falle G durch die Berücksichtigung der Zeitdilatation nicht mehr herbeiführen.

— Ich muß es mir versagen, mit der gleichen Ausführlichkeit mein erstes Gedankenexperiment in meiner früheren Abhandlung gegen die Kritik zu verteidigen. Bei diesem ersten Gedankenexperiment waren zwei Beobachter eingeführt, die im Falle G an Orten verschiedenen Gravitationspotentials die Lichtgeschwindigkeit messen. Das Resultat, das die beiden Beobachter finden, muß im Falle B übereinstimmen, im Falle G verschieden sein — also auch hier ein Widerspruch gegen das ÄPr. Weizsäcker behauptet, daß die Resultate der Messung der Lichtgeschwindigkeit der beiden Beobachter auch im Falle B verschieden ausfallen müssen, ebenso wie im Falle G; Wenzl dagegen behauptet, daß sie in beiden Fällen gleich sein müssen. Es geht wohl schon aus dieser Gegensätzlichkeit der Kritik hervor, wie wenig geklärt die Frage ist und wie berechtigt es war, auf die hier vorliegenden Schwierigkeiten hinzuweisen.

Graz, Universität, im März 1940.

(Eingegangen 2. April 1940.)

BESPRECHUNGEN

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

D. Balarew, Der disperse Bau der festen Systeme. Allgemeine Theorie der Verunreinigung fester Systeme. Gr.-8°. VI u. 240 Seiten mit 45 Abb. im Text. Dresden und Leipzig 1939. Th. Steinkopff. Geh. RM 10.—, geb. RM 11.50.

Die vorliegende Monographie beschäftigt sich mit dem Problem des Aufbaus der festen Stoffe. Der Verfasser kommt zum Schlusse, daß alle festen Systeme kolloid- oder fast kolloiddisperse Gebilde und die Realkristalle als Verwachsungskonglomerate aufzufassen sind. Bei dieser Betrachtungsweise wird die Natur der Verunreinigung eines Kristalls neu beleuchtet. Da der Einfluß der Verunreinigung bei der präparativen Chemie und der Analyse eine bedeutende Rolle spielt, ist zu erwarten, daß die weitere Entwicklung dieser Forschungsrichtung befruchtend vor allem auf die genannten Gebiete wirken wird. Das Buch bietet dem Chemiker und Physiker, allgemein aber auch jedem Naturwissenschaftler, viel Interessantes. Carlsohn

Adolf Beck, Magnesium und seine Legierungen. XIV und 520 S. Mit 524 Abb. Berlin 1939. Verlag Julius Springer. Brosch. RM 54.—, geb. RM 56.70.

Das Werk, welches von zahlreichen Fachleuten bearbeitet wurde, hat den Vorzug, völlig einheitlich aufgebaut zu sein. Es gibt einen sehr guten Einblick in die Chemie, physikalische Chemie und Technologie dieses wichtigen und interessanten Metalls. Beim Studium dieses hervorragenden Buches versteht man leicht, daß es möglich ist, die Technologie eines Stoffes völlig zu beherrschen und die Produktionsleistung in hohem Maße zu steigern, wenn sich die Forschung sämtlicher wissenschaftlicher Methoden der Chemie und Physik bedient.

In sehr klarer Darstellung wird man unterrichtet über die Grundlagen, den Schutz, die technologischen Bearbeitungsverfahren. In einem besonderen Kapitel wird das Magnesium als Legierungsbestandteil in Aluminium-Legierungen behandelt. Ein weiteres gibt einen Überblick über die wirtschaftliche Bedeutung dieses leichten Metalls. Der Wert des Buches wird noch dadurch gesteigert, daß die vom RLM. eingeführten Fliegwerkstoffkennzahlen zur näheren Bezeichnung der verschiedenen Werkstoffe Verwendung gefunden haben. Das Buch wird dem Fachmann sehr gute Dienste leisten. Carlsohn

Hans Bomke, Erzeugung von Atom- und Ionenstrahlen. VI und 147 S. Mit 37 Abb. Braunschweig 1939. Friedrich Vieweg & Sohn. RM 9.40.

Das Buch von Bomke füllt eine Lücke in der Literatur aus, indem es ein Gebiet behandelt, das für die gegenwärtige und wohl auch zukünftige physikalische Forschung von allerhöchster Bedeutung ist. Existierte doch bisher wohl kaum eine einfache zusammenfassende Darstellung der vielfältigen und zum großen Teil noch nicht erschöpfend angewandten Methoden der Ionen-, Atom- und Molekularstrahlen, die zur ersten Übersicht und Einarbeitung in dies Gebiet geeignet wäre. Trotz des beschränkten Raumes ist es dem Verfasser gelungen, in fesselnder Weise und verständlich zunächst die vielen Möglichkeiten der Herstellung von Ionenquellen und der Beschleunigung der Ionen zu schildern, wobei, unterstützt durch vortreffliche Abbildungen, bis zu den modernsten Methoden das Wichtigste besprochen wird. Ähnliches gilt von dem zweiten Abschnitt, der sich mit der Erzeugung, Geschwindigkeitshomogenisierung und dem Nachweis der Atomstrahlen beschäftigt. Auch hier werden wohl sämtliche Methoden und vor allem auch die Grenzen ihrer Anwendbarkeit soweit auseinandergesetzt, daß danach das erfolgreiche Studium der so verstreuten Spezialarbeiten möglich ist. Nur an wenigen Stellen sind kleine sachliche und historische Unrichtigkeiten zu finden. So fehlt z. B. auf S. 121 der Hinweis, daß die Geschwindigkeitsverteilung der Atome beim Ausströmen aus dem Spalt eine von Einstein und Stern angegebene Modifikation erleidet, so daß die dort angeführte Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung nicht unmittelbar den Versuchen zugrunde gelegt werden kann. Es ist vielleicht nur ein Druckfehler, daß auf S. 115 als unterste Grenze von Spaltbreiten $1-2\,\mu$ (statt $10-20\,\mu$) angegeben wird. Bei der Erwähnung der „molekularen Atomstrahlen" (ein etwas unglücklicher Ausdruck) im elektrischen Feld (S. 6) sind die Autoren unvollständig angegeben, z. B. wären statt Frisch Fraser und Rodebush zu nennen gewesen, und im Literaturverzeichnis am Schluß fehlt das sehr lesenswerte Buch von R. G. Fraser, Molecular Rays, Cambridge 1931. Alles dies vermag aber den Wert des ausgezeichneten Büchleins, das zur Arbeit auf den behandelten Gebieten geradezu verlockt, nicht zu mindern, und es ist ihm weite Verbreitung zu wünschen. H. Scheffers

Hand- und Jahrbuch der chemischen Physik. Herausgegeben von A. Eucken und K. L. Wolf. Band 3, Teil 2, Abschnitt III–IV: A. Sommerfeld und L. Waldmann, Die Boltzmannsche Statistik und ihre Modifikation durch die Quantentheorie. K. F. Herzfeld, Freie Weglänge und Transporterscheinungen in Gasen. 276 Seiten. Mit 55 Figuren im Text. Leipzig 1939. Akademische Verlagsgesellschaft. Preis RM 28.80.

Der Artikel von Sommerfeld und Waldmann umfaßt 90 Seiten und zerfällt in drei Teile: Klassische Statistik der idealen Gase, Einführung von Quantenbedingungen in die klassische Statistik, und Grundsätzliche Ergänzungen zu Teil I. Allgemeines zur klassischen Statistik der nichtidealen Gase. Die eigentliche Quantenstatistik ist somit ausgeschlossen, doch zeigt gerade ein Artikel wie dieser, daß die überwiegende Zahl der beobachteten Phänomene mit klassischen oder „halbklassischen" Ansätzen beschrieben werden kann, welche zudem zur Einführung in die statistische Begriffswelt immer unentbehrlich bleiben werden.

Der Artikel von Herzfeld gibt die kinetische Ergänzung durch Behandlung derjenigen Erscheinungen, bei denen die freie Weglänge eine Rolle spielt. Der erste, allgemeine Teil behandelt den Begriff der freien Weglänge, die Streuung von

Molekularstrahlen und die Verteilungsfunktion der Moleküle im Nichtgleichgewicht. Der zweite Teil behandelt Transporterscheinungen im Gas, wobei innere Reibung und Wärmeleitung ausführlich, die Diffusion dagegen nur kurz auf zwei Seiten besprochen ist und schließlich der Einfluß elektrischer und magnetischer Felder betrachtet wird. Der dritte Teil behandelt die Wechselwirkung mit festen Oberflächen.

Beiden Artikeln ist eine verständliche, klare Darstellungsweise eigen, welche die Lektüre angenehm und das Buch zu einer wertvollen Bereicherung der Literatur über physikalische Statistik macht. C. F. v. Weizsäcker.

A. Jenny, Die elektrolytische Oxydation des Aluminiums und seiner Legierungen. Grundlagen und Richtlinien für die praktische Durchführung des Eloxalverfahrens. 8°. XII und 224 Seiten mit 107 Abb. und 36 Zahlentafeln. Dresden und Leipzig 1938. Th. Steinkopff. Geh. RM 14.—, geb. RM 15.—.

Im 42. Band der „Technischen Fortschrittsberichte", herausgegeben von Prof. Dr. Rassow, wird die elektrolytische Oxydation von Aluminium eingehend behandelt. Nach einer allgemeinen Einführung, welche sich mit den elektrochemischen Grundlagen und dem chemischen Verhalten des Aluminiums befaßt, wird eine umfassende Darstellung des Verfahrens der anodischen Oxydation des Aluminiums gegeben. Die ausgezeichneten Fachkenntnisse des Verfassers kommen besonders zum Ausdruck im speziellen Teil, in welchem in übersichtlicher Form über die Oxydschicht selbst und über die verschiedenen Eloxalverfahren berichtet wird. Infolge der außerordentlichen Bedeutung der Oxydschicht für den Oberflächenschutz des Aluminiums ist heute dieses Gebiet der angewandten Elektrochemie bereits ausgiebig erforscht worden. Trotzdem gewinnt man beim Studium des Buches den Eindruck, daß gerade auf diesem Gebiete die Forschung noch sehr viel leisten kann und wird. Carlsohn

Kayser-Ritschl. Tabelle der Hauptlinien der Linienspektren aller Elemente nach Wellenlängen geordnet. 2. Aufl. 269 S. Berlin 1939. Verlag Julius Springer. Geb. RM 28.50.

Dem Herausgeber dieses Tabellenwerkes, R. Ritschl, werden alle die Physiker, die sich mit Spektren zu beschäftigen haben, sehr zu Dank verpflichtet sein für die mühevolle Arbeit, der er sich erfolgreich unterzog, als er daran ging, der 1. Auflage von H. Kayser aus dem Jahre 1926, die schon längere Zeit im Buchhandel vergriffen war, eine zweite folgen zu lassen. Es war seine Aufgabe, diese Neuauflage den gewaltigen Fortschritten der Spektroskopie anzupassen. So umschließt die Tabelle jetzt Wellenlängenwerte von 90850 Å an bis herab zu 32 Å, wobei besonders die Gegend von 7000–12900 Å, die inzwischen photographisch erfaßt worden ist, eine erhebliche Zahl neuer Wellenlängen aufweist. Übersichtlich ist das Zusammenfassen von je 10 Wellenlängen zu einer Gruppe. Die hinter dem chemischen Symbol mitgegebenen Bezeichnungen, wie z. B.: *I* = Spektrum des neutralen Atoms oder *R* = Linie zeigt leichte Selbstumkehr oder *LL* = letzte Linie, Restlinie, besonders analytisch empfindlich usw., sind willkommene Charakterisierungen der Linien. Die vom Verfasser beibehaltenen Intensitätsangaben haben auch jetzt noch ihren Wert, wenn man berücksichtigt, daß es sich um rohe Schätzungen handelt, die lediglich innerhalb eines Elementes gültig sind und nicht unmittelbar mit den Intensitäten anderer Elemente verglichen werden dürfen. Es wäre wünschenswert, wenn auch die Banden der Molekülspektren eine ähnliche sachgemäße Darstellung erfahren würden.

H. Schüler

F. W. Küster, Logarithmische Rechentafeln. Laboratoriums-Taschenbuch für Chemiker, Pharmazeuten, Mediziner und Physiker. Neu bearbeitet von Alfred Thiel. 46.–50. verbesserte und vermehrte Auflage. Gr.-8°. 278 Seiten mit 4 Seiten Tabellen. Berlin 1940. Walter de Gruyter u. Co. RM 7.80.

Auch die neue Ausgabe des „Küster" wird den Fortschritten der analytischen Chemie weitgehend gerecht. Vor allem wurden wieder neue physikalisch-chemische Methoden in den Rechentafeln verwertet. Zwei neue Tafeln über Dichtebestimmungen und eine für die Berechnung der Molrefraktionen stellen eine zweckmäßige Erweiterung der neuen Auflage dar. Die Formelschreibung entspricht den vom AEF. herausgegebenen Regeln. Hervorzuheben ist, daß der neue Wert des Atomgewichts des Kohlenstoffs 12,010 statt bisher 12,00 in der vorliegenden Auflage bereits berücksichtigt worden ist. Sehr sorgfältig ist die Indikatorentabelle zusammengestellt, vor allem ist die neue Tabelle über Redox-Indikatoren wichtig. Auch die übrigen Tafeln und Tabellen sind überarbeitet und auf den neuesten Stand gebracht worden. Die neue Auflage gehört somit genau wie ihre sämtlichen Vorgängerinnen zu dem unentbehrlichen Rüstzeug des Chemikers. Carlsohn

W. Seith und K. Ruthardt, Chemische Spektralanalyse. Gr.-8°. VI u. 103 Seiten mit 60 Abbildungen und 1 Tafel. Berlin 1938. Julius Springer. RM 7.50.

Die von Prof. Zintl herausgegebenen Anleitungen für die chemische Laboratoriumspraxis sollen sowohl im wissenschaftlichen wie im technischen Laboratorium Verwendung finden. Dies wird mit dem vorliegenden ersten Band der Sammlung zweifellos erreicht. Nach einer kurzen Einleitung, welche das Notwendigste der theoretischen Grundlagen bringt, geben die beiden Verfasser eine Reihe sorgfältig ausgesuchter und ausgearbeiteter Aufgaben, welche in alle Gebiete der chemischen Spektralanalyse einführen und den im Laboratorium Stehenden in sehr instruktiver Weise in die Lage versetzen, diese wichtige Untersuchungsmethode kennenzulernen und selbst weiter zu vertiefen. Klare Darstellung und sehr gute äußere Ausstattung des Bändchens erleichtern die Einarbeitung sehr. Carlsohn

E. Müller, Neuere Anschauungen der organischen Chemie. Gr.-8°. X u. 391 Seiten mit 40 Abbildungen. Berlin 1940. Julius Springer. Geh. RM 27.—, geb. RM 28.80.

Das Buch ist nicht nur für den Chemiker, sondern auch für den chemisch interessierten Physiker

und Biologen geschrieben. Die kritisch durchgeführte Zusammenstellung der neueren Anschauungen auf dem Gebiete der organischen Chemie berücksichtigt neben der Strukturlehre vor allem die Erfolge der Elektronentheorie, an denen auch Physiker in hervorragendem Maße Anteil haben. Die Anordnung des Inhaltes nach dem Bindungszustand des Kohlenstoffatoms ermöglichte dem Verfasser eine sehr klare und übersichtliche Darstellungsweise. Während katalytische und reaktionskinetische Vorgänge nicht behandelt worden sind, wurden besondere Abschnitte den freien Radikalen, den Umlagerungen und dem Zusammenhang zwischen Farbe und Konstitution gewidmet.

Das vorliegende Buch wird in den Reihen der Chemiker und Physiker viele Interessenten finden.

Carlsohn

NACHRICHTEN

Deutsche Physikalische Gesellschaft. Außerordentliche Geschäftsversammlung am Mittwoch, dem 30. Oktober 1940 in Berlin. 1. Satzungsänderung. 2. Vortrag von Th. Rummel über: Einige Erscheinungen bei der Einwirkung von stromschwachen Entladungen auf Flüssigkeiten.

Kurzberichte über Stand und Entwicklung der physikalisch-chemischen Betriebskontrolle nennt sich ein Erfahrungsaustausch, der von der DECHEMA vor etwa einem halben Jahr ins Leben gerufen wurde. Nähere Auskunft erteilt die Forschungs- und Beratungsstelle für physikalisch-chemische Betriebskontrolle der DECHEMA, Deutsche Gesellschaft für chemisches Apparatewesen E. V., Frankfurt a. M., Bismarckallee 25.

Dozenturen: An der Technischen Hochschule München Dr. Ing. Peter Bräuer für Physik, an der Universität Budapest Dr. Agoston Budó für Molekülphysik, an der Universität Königsberg Dr. Martin Schmeißer für Chemie, an der Universität Breslau Dr. Herbert Mayer für Physik, an der Universität Bonn Dr. Martin Kühn für Chemische Technologie, an der Universität Heidelberg Dr. Hans Maass für Mathematik, an der Universität Kiel Dr. Gerd Burkhardt für Theoretische Physik, an der Universität Berlin Dr. Kurt Schröder für Mathematik, an der Universität Göttingen Dr. Heinrich Görtler für Mathematik, an der Universität Kiel Dr. Siegfried Baumbach für Astronomie, an der Universität Wien Dr. Fritz Gabler für Physik.

Ernannt: Der Dozent an der Universität Erlangen Dr. Helmut Hönl zum a. o. Professor für theoretische Physik daselbst, der Dozent an der Universität Graz Dr. Max Pestemer zum außerplanmäßigen Professor für theoretische und physikalische Chemie an der gleichen Hochschule, der Dozent für Physikalische Chemie an der Universität Wien Dr. Otto Kratky zum Leiter der Abteilung für spezielle Kolloidchemie am Kaiser-Wilhelm-Institut für Physikalische Chemie in Berlin-Dahlem, der Dozent für Organische Chemie am Kaiser-Wilhelm-Institut für Physikalische Chemie in Berlin-Dahlem und Dozent für Organische Chemie an der Universität Berlin, Dr. Arthur Lüttringhaus vertretungsweise zum Professor für organische Chemie an der Universität Greifswald, der außerplanmäßige Professor für organische Chemie an der Universität Graz Dr. Alfred Songratz zum Leiter der Abteilung für organische Chemie am Kaiser-Wilhelm-Institut für Physikalische Chemie in Berlin-Dahlem, der Dozent für physikalische Chemie an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Kurt Neumann vertretungsweise zum Professor für physikalische Chemie an der Universität Rostock, der Dozent an der Universität Prag Dr. Walter Glaser zum a. o. Professor für theoretische Physik daselbst, der ord. Professor für Hüttenchemie und technische Elektrochemie an der Montanistischen Hochschule Leoben Dr. Robert Müller in gleicher Eigenschaft an der Technischen Hochschule Graz, der Dozent für Geschichte der Mathematik mit Lehrauftrag für Elementarmathematik an der Universität München Dr. Kurt Vogel zum a. o. Professor ebenda, der Regierungsrat Professor Dr. Otto Meißer zum a. o. Professor für angewandte Geophysik an der Bergakademie Freiberg, der Dozent für Fernübertragung elektrischer Energie an der Technischen Hochschule Wien Dr. Gustav Markt zum außerplanmäßigen Professor an derselben Hochschule, der Dozent für Chemische Technologie der Metalle an der Technischen Hochschule Wien Dr. Moritz Wießner zum a. o. Professor ebendaselbst, der Dr. techn. Dr. Hans Wierer in Berlin-Siemensstadt zum a. o. Professor für elektrische Anlagen und Stromverteilung an der Technischen Hochschule Graz, der ord. Professor Dr. Eugen Flegler zum ord. Professor der Elektrotechnik an der Deutschen Technischen Hochschule Prag.

Gestorben: Der frühere ord. Honorarprofessor für Astronomie und Direktor der Sternwarte an der Universität Münster Dr. Joseph Pfaßmann, der frühere Direktor des Chemischen Instituts der Geologischen Landesanstalt in Berlin Professor Dr. R. Ganßen, der frühere ord. Professor der chemischen Technologie, insbesondere Farbenchemie und Färbereitechnik an der Technischen Hochschule Dresden Geh. Hofrat Dr. Richard Möhlau.

Gesuche

Diplom-Ingenieur
Technischer Physiker

28 Jahre, besonders erfahren in der mathematischen Behandlung moderner Probleme der Luftaufrüstung, bewandert in der Kreiselphysik, kenntnisreich in der Literatur über Atom- und Spektralphysik, augenblicklich als Thermodynamiker tätig, sucht auf diesen und ähnlichen Gebieten neuen Wirkungskreis

Zuschriften an den Verlag unter Kennziffer S. H. 73

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany.

H. Kayser